

Title	変形核に対する光学ポテンシャルの多重極モーメント(Dissertation_全文)
Author(s)	小川, 英已
Citation	Kyoto University (京都大学)
Issue Date	1986-03-24
URL	http://dx.doi.org/10.14989/doctor.k3433
Right	
Type	Thesis or Dissertation
Textversion	author

新	制
理	
515	
京大附図	

学位申請論文

小川 英巳

学 位 審 査 報 告

氏 名	小 川 英 巳
学 位 の 種 類	理 学 博 士
学 位 記 番 号	理 博 第 号
学位授与の日付	昭 和 年 月 日
学位授与の要件	学位規則 第 5 条 第 1 項 該 当
研究科・専 攻	理 学 研 究 科 物理学第二 専 攻
(学 位 論 文 題 目) 変形核に対する光学ポテンシャルの多重極モーメント	
論 文 調 査 委 員	主 査 小 林 晨 作 玉 垣 良 三, 政 池 明

理 学 研 究 科

(論文内容の要旨)

65 MeV 偏極陽子の ^{178}Hf , ^{180}Hf , ^{182}W 及び ^{184}W の基底状態回転バンドの 6^+ までの励起状態からの弾性非弾性散乱の微分断面積と偏極分解能が阪大核物理研究センター (全国共同利用) において測定された。実験結果は標的核が軸対称な回転体であると仮定して、チャンネル結合法で解析された。

その際、光学ポテンシャルの実中心力部分、体積型虚数部分、表面型虚数部分及びスピン軌道部分の変形パラメタの間には何の制限もつけず、すべてのパラメタが自由に探索された。その結果、いずれの標的核においても 6^+ 励起状態までの実験結果は非常によく再現されることが出来た。

この解析で得られた光学ポテンシャルの実中心力部分、虚数部分及びスピン軌道部分の Q_2 モーメントの値は、標的核の質量数の増加とともに減少し、又 Q_4 モーメントの値も標的核の質量数の増加とともに負の大きな値へと変化していくことがわかった。これらの傾向はこれらの実験、理論の両面からの研究で調べられた $A=152 \sim 190$ 領域の核の Y_{20} 変形や Y_{40} 変形の示す傾向とよく一致する。光学ポテンシャルの各項の多重極モーメントに注目すると、実中心力部分の Q_2 モーメントは、クーロン励起で得られた電荷分布の Q_2 モーメントに較べてどの核においても $6 \sim 9\%$ 大きな値を示す。一方スピン軌道部分の Q_2 モーメントの値は、誤差の範囲内で電荷分布の値に一致する。これらは定性的には実中心力部分とスピン軌道部分の核子有効相互作用の密度依存性の差で説明出来る。虚数部分の Q_2 モーメントの値は、どの核においても実中心力部分の値より小さく、電荷分布の値とあまり差がない。この結果は虚数部分の Q_2 モーメントの値が 65 MeV 領域では表面型虚数部分が存在するために、物質分布の値よりもかなり大きくなるという微視的光学ポテンシャルの理論での予想とは一致しない。 Q_4 モーメントについては、どの核においても実中心力部分の値がスピン軌道部分の値よりも絶対値で少し大きくなる。この傾向も Q_2 モーメントの場合と同様に、定性的には両者の核子-核子有効相互作用の密度依存性の差で説明出来る。密度依存性をとり入れた現実的な核子-核子有効相互作用を使った folding 模型計算を行い、実中心力部分と虚数部分の folded ポテンシャルを導出した。この計算では、核内の陽子と中性子の物質分布が等しいと仮定し、その値はチャンネル結合解析で得たスピン軌道部分の多重極モーメントの値に等し

くした。得られた folded ポテンシャルの Q_2 モーメントの値は、もとの物質分布の値よりも 1 % 程度増加するが、チャンネル結合解析の結果を十分に再現することができなかった。一方 Q_4 モーメントに関してはチャンネル結合解析で得た実中心力部分の値をある程度再現できた。虚数部分については folded ポテンシャルの Q_2 , Q_4 モーメントとともに、チャンネル結合解析で得た値と大きく異っている。この研究により 65 MeV の偏極陽子による弾性、非弾性散乱を基底状態回転バンドの 6^+ までの励起状態に対して、よく再現出来る光学ポテンシャルの各項の変形度の関係は、従来のような等しい ρ 又は等しい ρR あるいは等しい同次の多重極モーメントといった簡単な処方では表わされないことが明らかになった。各項の多重極モーメントはそれぞれの核子-核子有効相互作用の特徴を反映しており、これらの多重極モーメントが現象論的光学ポテンシャルと微視的光学ポテンシャルを詳細に比較する際に重要な対決点を提供することが示唆された。

(論文審査の結果の要旨)

原子核が安定に変形している領域として希土類領域がある。本研究は希土類ではないが、これと隣接する Hf と W の同位元素について偏極陽子を用いて、 ^{178}Hf 、 ^{180}Hf 、 ^{182}W 及び ^{184}W の四つの核種からの散乱を測定し、微分断面積と偏極分解能を基底状態回転バンドの 6^+ までの励起状態まで求めたものである。変形核は球形核と異り、多重極モーメントをもつので、入射核子と核内核子の間の有効相互作用をより立入って調べることが出来る。

本研究の実験的面での特色は、変形核の励起状態は基底状態にエネルギー的に近いので高分解能実験を行わねばならないことに関連している。そのためには標的は不純物を含まず且つセルフ・サポートの薄膜であることが望ましい。Hf と W は融点が高いので通常の蒸着法では、これは困難である。申請者は重イオン・スパッタリング法を適用してこれに成功した。重イオンとしては W に対しては Ar ビーム、Hf に対しては Kr ビームが用いられ、実際の製作には東大核研の装置を利用した。実験は核物理研究センターのサイクロトロンよりの偏極陽子と高分解能スペクトログラフ "RAIDEN" を用いて行われたが、データ収集については 6^+ 状態まで十分な統計精度を得るために、弾性散乱粒子による検出器の不感時間を減らすための工夫などがなされている。解析面では、標的核が軸対称な回転体であると仮定して、通常のチャンネル結合法が適用されたが、従来の解析と異なるところは、光学ポテンシャルの各部分の変形パラメタの間に、予め仮定を設けないで、すべてのパラメタを自由にサーチしたことである。その結果 6^+ 状態まで実験結果を略完全に再現するパラメタが求められている。申請者はこの解析から光学ポテンシャルの各部分の同じ次数の多重極モーメントが微妙に異っていることを見出した。

特にこの差は実中心力部分とスピン軌道部分に対して著しい。そしてこれは光学ポテンシャルの各部のもとになっている核子-核子有効相互作用の密度依存性が異っていることを反映しているとして合理的に理解出来ることを明らかにした。又、密度依存性をもつ現実的な核子-核子有効相互作用を用いて folding 模型の計算を行い、実中心力部分と虚数部分の folded ポテンシャルを導き、申請者が得た現象論的ポテンシャルとの比較を行っている。実中心力部分については詳しい議論が可能であったが、虚数部分については、現在の核子-核子有効相互作用を用いては全く

説明出来ず、今後の改良の必要性を明らかにした。かくして実験結果を詳細に再現出来る光学ポテンシャルの各部の多重極モーメントは異っており、この事実は各部をになっている有効相互作用の密度依存性の差を反映しているとして説明された。したがって光学ポテンシャルの多重極モーメントは、現象論的ポテンシャルと、核力を積みかさねた微視的ポテンシャルの対決点として極めて有効であるという申請者の主張は合理的といえる。本論文と参考論文を併せ考える時、核子と原子核の相子作用に対する申請者のすぐれた研究能力と高い見識は明らかである。よって本論文は理学博士の学位論文として価値あるものと認める。

なお主論文及び参考論文に報告されている研究業績を中心としこれに関連した研究分野について試問した結果、合格と認めた。

学位申請論文

「変形核に対する光学ポテンシャルの
多重極モーメント」

小川 英 巳

目次

(ページ)

第 1 章 序論

1

第 2 章 実験

[1] ビームトランスポート

9

[2] ポラリメータ

11

[3] ターゲット

13

[4] R A I D E N とその検出器系

16

[5] 回路系

19

[6] データ整理

21

第 3 章 解析とその結果

[1] チャネル結合法による解析

26

[2] 多重極モーメント

35

第 4 章 議論

[1] 4 重極モーメント

39

[2] 16 重極モーメント

43

[3] 64 重極モーメント

47

[4] folding モデル計算

49

第 5 章 ま と め と 結 論 59

謝 辞 64

追 補 67

参 考 文 献 74

表 2-1 γ -ゲット の 厚 さ と 純 度

2-2 R A E D E N の 性 能

3-1 チ ャ ネ ル 結 合 解 析 で 得 た D O P の
深 さ, 半 径 B び diffuseness の パ ラ メ ー タ

3-2 同 変 形 パ ラ メ ー タ

3-3 本 実 験 と 他 の 実 験 で 得 ら れ た Q_2 モ
ー メ ン ト と Q_4 モ ー メ ン ト

4-1 ANALYSIS 2 で 得 た Q_6 モ ー メ ン ト

4-2 folding 計 算 で 用 いた matter 分 布

4-3 D O P と folded ポ テ ン シ ャ ル の 体 積
積 分 と 平 均 二 乗 半 径

図 2-1 ビームコース

2-2 図 (スリットを含む)

2-3 π -フォリ - グ型ホラリメータ

2-4 重イオンスパッタリング装置

2-5 高分解能スペクトログラフ RAIDEN

2-6 データ収集の回路系

2-7 典型的なスペクトル

2-8 コーダ分離

2-9 微分断面積と偏極分解能

3-1 Q_2 モーメントと Q_4 モーメント

3-2 実中心力部分とスピ - 軌道部分の多重極モーメントに対する χ^2 の等高線図。

3-3 多重極モーメントの変化に対する χ^2 の値

3-4 実中心力部分の Q_2 , Q_4 モーメント

4-1 Brieda et al. の folding モデル計算の結果

4-2 Q_6 モーメント

4-3 Nilsson モデルに基づく β_6 の計算値

4-4 DOP と folded 10 テニシマルの形

4-5 D O P と folded 行ニシヤ IL の 体積々
分と平均ニ乗半径

5

10

15

5

10

15

第1章 序論

我々京大理原子核実験グループは、65 MeV 偏極陽子を用いた弾性散乱の微分断面積と偏極分解能の測定を ^{16}O から ^{209}Bi までの数十種類の核種について系統的に行なった。これらの実験結果を光学ポテンシャルを用いて解析することにより、核子核子有効相互作用の平均二乗半径が $A^{2/3}$ に比例する質量数依存性をもつこと¹や光学ポテンシャルのスピン軌道部分にshell効果が現れること²を見出した。また光学ポテンシャルの奥中心力部分の体積2分の1の標的核質量数に対する全体的な傾向は、Jeukenne et al.³⁻⁶の微視的光学ポテンシャルの理論に基づく計算により非常に良く再現されることわかった。

最近はこの弾性散乱の系統的研究が、変形が安定していると言われている希土類核へと広げられた。この場合、弾性散乱のみだけでなく基底状態回転バンドからの非弾性散乱もあ

せて測定している。希土類の变形核に対しては、光学ポテンシャルの体積 \propto 分や平均二乗半径に加えて多重極モーメントが議論できるので、いろいろな微視的光学ポテンシャルの理論が現象論的光学ポテンシャルほどの程度まで再現できるかということ、より厳密に調べることもできる。

実験的立場から言えば、基底状態回転バンドの各励起状態からの散乱を一挙に測定する必要がある。高分解能スペクトログラフを使用することにより、基底状態と第1励起 2^+ 状態からの散乱粒子を非常に分離よく測定することができ、またビーム強度が強く、偏極度の大きい入射ビームを使って、微分断面積の小さい 4^+ や 6^+ 状態からの散乱も統計精度良く測定できるようになった。得られた実験結果は、核が軸対称な回転体であると仮定した簡単なモデルを使ったチャネル結合法で解析を進めるが、大型計算機の発達と普及に伴い、これまで以上に詳細な解析が可能になった。

変形核の弾性・非弾性散乱の研究の最も興味深い問題のひとつは、核の物質分布の変形、電荷分布の変形及び光学ポテンシャルの変形の間にどのような関係があるかということである。この問題に関して、Mackintosh⁸ は、Satchlerの定理⁹ を使って以下のことを示した。すなわち、変形した光学ポテンシャルが folding モデルから導き出せるという立場に立つと、核子-核子有効相互作用に密度依存性がないものの強さが2核子の距離のみの関数に決まるとおり、しかも核内の陽子と中性子の点核子物質分布（以下これを単に'matter分布'と呼ぶ）が等しければ、変形した光学ポテンシャルの多重極モーメントは、もとのmatter分布のそれに等しいということである。しかし核子-核子有効相互作用が密度に依存することは、多くの人によって指摘され、9-14 疑いのない事実となっており、光学ポテンシャルの多重極モーメントとmatter分布または電荷分布のそれとに差があることが期待される。ここで電荷分布は

matter 分布と陽子そのものの広がりや中性子自身の電荷分布を考慮して folding したものであり、両者は等しくないが、両者の多重極モーメントは等しいと考えてよい。

これまでハドロンを入射粒子にした希工類の偶-偶核に対する弾性・非弾性散乱の研究は、Hendrie et al.¹⁵ の 50 MeV の (α, α') の系統的実験に始まり、陽子、重陽子、 α 粒子などを使って多くの人がやってきたが、¹⁵⁻²⁴ その解析で得られる変形した光学ポテンシャルの多重極モーメントと電子散乱やクーロン励起から得られた電荷分布の多重極モーメント²⁵⁻³² との関係が議論された。

ハドロンを入射粒子とする場合、陽子を用いることの利点は、まず標的核表面での吸収が複合核に比べて小さいので、核の内部について詳細な情報を得ることができるということである。また入射陽子自身の構造を問題にしないでよいので、微視的理論に基づく folding モデル計算が容易にでき、比較が可能である。

Ichihara et al.²⁰ は、65 MeV 偏極陽子を用いて、 $^{166,168}\text{Er}$, $^{174,176}\text{Yb}$ に対する 6^+ までの基底状態回転バンドからの弾性・非弾性散乱の微分断面積と偏極分解能の測定を行い、得られた実験結果をチャネル結合法で解析した。この際、変形した光学ポテンシャルの奥中心力部分、体積型虚数部分、表面型虚数部分及びスピン軌道部分の同じ次数の多重極モーメントを等しくするという条件を置いた。この結果得られた光学ポテンシャルの4重極モーメントは、どの核においても電荷分布のそれより4~6%大きくなるという結果を得た。この差は簡単なfoldingモデル計算により、核子-核子有効相互作用の密度依存性でだいたいの説明できることを見出した。

この論文は、これまで我々が核物理研究センターの65 MeV 偏極陽子の弾性散乱^{1,2}及び希土類の偶-偶核に対する弾性非弾性散乱^{19,20}の研究の拡張として、 $^{178,180}\text{Hf}$, $^{182,184}\text{W}$ を標的として行った実験とその解析結果について報告

する。上にも述べたが、 $^{166,168}\text{Er}$, $^{174,176}\text{Yb}$ に対する
 実験結果の解析では変形した光学ポテン
 シヤルの各項の多重極モーメントと等しくと
 るという条件のもとでチャネル結合計算が行
 われた。その結果、基底状態と 2^+ , 4^+ 励起状
 態の角分布は非常に良く再現できたが、 6^+ 励
 起状態に対する再現度は、低い励起状態に比
 べて劣っていた。今回の測定では、 6^+ 励起状
 態までの微分断面積と偏極分解態をこれまで
 以上に統計精度を上げて測定し、またチャネ
 ル結合計算の際に、光学ポテンシヤルの各項
 の多重極モーメントの間に何も制限を設けず
 に解析を進めた。そして基底状態や 2^+ , 4^+ 状
 態のみでなく 6^+ 励起状態の角分布まで非常に
 良く再現できた。この論文では、この解析で
 得た光学ポテンシヤルの実中心力部分、虚数
 部分及びスピン軌道部分の多重極モーメント
 の示す傾向について特に詳しく議論する。

65 MeV というエネルギー領域は、低いエネ
 ルギー領域で肉題となる巨大共鳴や多段階過

程の影響が比較的少ないので反応メカニズムが簡単であり、従って簡単なモデルで解析を進めることができる。またこのエネルギー領域においては中高エネルギー領域で光学ポテンシャルの虚数部分が主要な部分に与えるのは対象的に、実中心力部分が主要な部分と与えるが、実中心力部分に関しては、微視的光学ポテンシャルの理論がかなり確立されており、これと比較することによって細かな議論が可能になる。また偏極分解能を測定することにより、光学ポテンシャルのパラメータをあいまいさ少なく決めることができる。

以下、第2章では実験方法とそれによって得られたデータの整理について述べる。第3章ではチャネル結合法を用いた解析とその結果を述べる。第4章ではチャネル結合法で得られた光学ポテンシャルの多重極モーメントと電荷分布のそれと比較し、光学ポテンシャルの各項の多重極モーメントの示す特徴について述べる。さらに現実的な核子-核子有効相

相互作用を使、7= folding モデル計算より導出したポテンシャルとの比較を行う。最後に第5章では、まとめと結論を述べる。

5

10

15

第 2 章 実験

[1] ビームトランスポート

実験は、大阪大学核物理研究センター(RCNP)の AVF サイクロトロンを用いて行われた。原子線型偏極イオン源³⁾でつくられた偏極陽子ビームは、AVF サイクロトロンで 65 MeV ま

で加速され、第 1 分析電磁石 (A1) と 4 重極電磁石 (AQ1) を組み合わせることにより、運動量分析される。RCNP には 11 のビームコースがあるが、この実験を行った G コースでは RAIDEN を使った高分解能実験に適用させる為に第 2 分析電磁石 (A2) と 4 重極電磁石 (AQ2) を設置して他のビームコースよりも入射ビームのエネルギー分解能を上げている。このようにして運動量分析されたビームは、W 実験室に入り一度収束させられるが、この位置 (SH6G) にビームの偏極度をモニターする為のカンポリング型ポラリメータが置かれている。さらに一度収束したビームは

バックグラウンドを

減らす為に設けられたGコースの分析電磁石
(SWG)で曲けられて散乱槽内のターゲット上
に収束させられる。(以上図2-1, 2-2参照)

ターゲットを通過したビームは散乱槽内に
置かれたファラデー・カップで止められる。タ
ーゲットに入射したビーム量は、ファラデー・
カップからの電流をカレント・インテグレータ
で測定して決めた。

[2] ポラリメータ

ビームの偏極度を測定する為のポラリメータがスリット SHBG のところに置かれている。

ポラリメータ・ターゲットとして偏極分解能の

よく知られている ^{12}C を使う為には、ポリエチレンターゲットにした。以前はポラリメータ・

ターゲットが散乱槽のノミエ流に置かれ、し

かも測定の間はビーム軸上に入り、放しにた

っていた為、入射ビームのエネルギー分解能

の劣化やバックグラウンドの原因にた。た。

最近ではこれを改善し、サンプリング型ポラ

リメータ³⁴が使われている。サンプリング型

ポラリメータの配置図を図2-3に示す。この

ポラリメータは、適当な時間の比率でポリエ

チレン・ターゲットをビーム軸上に入れたり出

したりすることが出来る。ビーム軸上にポリエ

チレンターゲットが入っている時にはビーム

偏極度のみを測定し、RAIDEN による位置ス

ペクトルは、ポリエチレン・ターゲットを 90° 回

転させてビーム軸上から取り除いて測定する。

ポラリメータ・ターゲットとビーム軸上に入れて
 いる時間と出してある時間は、制御回路に
 より選択することができ、この2つの状態が
 一定周期（5-100秒）で繰り返される。

5 ポラリメータ・ターゲットで散乱された陽子
 は、 $\theta_{lab} = 47.5^\circ (\pm 0.1^\circ \text{の精度})$ に置いたそのNaI(Tl)
 シンチレータで測定し、 ^{12}C の弾性散乱の左右
 の非対称と、Kato et al.³⁵の ^{12}C の $\theta_{lab} = 47.5^\circ$ での
 偏極分解能 $A_y = 0.975 \pm 0.11$ から入射ビームの
 10 偏極度を計算した。

入射ビームのスピン向きはスピコン
 トローラーで制御し、強磁場と弱磁場の2つ
 のRF遷移モードで0.5秒毎にスピコン向き
 とスピコン下向きの状態が繰り返された。実験
 15 全体を通してビーム強度は50~100 nA, ビ
 ーム偏極度はスピコン上向き・下向きともに約80
 %であった。

[3] ターゲット

ターゲットは、東京大学原子核研究所の重イオニスパッタリング装置を用いて作製した。
HfやWは融点が高い (Hf; 2227°C , W; 3410°C) ので
5 蒸着法でセルフサポートのフォイルを作製するの
はむずかしい。以下、重イオニスパッタ
リング法³⁶でのターゲットの製作過程について述べる。

10 米国オークリッジ国立原子力研究所 (ORNL)
より購入した同位体の酸化物 (HfO_2 , WO_3) にアル
ミニウム粉末と混ぜ合わせ、高周波加熱し
て還元する。高周波加熱後の試料の中には、
15 Hf(W)の金属粉末以外に酸化アルミニウムや
余剰のアルミニウムが混ざっているので、こ
れを取り除く為に1規定の塩酸の中に約2
昼夜この試料を付けておき、同位体の金属粉
末のみを抽出した。

図2-4に重イオニスパッタリング装置の概
略図を示す。この装置はデュオポラズマイオ
ン源、引き出し電極、加速電極及びビーム収

乗用のアインツェル電極からなっている。W
はArビームでスパッターしたが、Hfの場合は
スパッタリング効率を上げる為に、Krビーム
を使った。イオン源で作られたAr(Kr)イオン
5 は10 keVに加速され、アインツェルレンズで
収束させられ、グラフアイトのブロックの中
に入れた試料をスパッターする。スパッター
された原子を傾め上方にセットしたNaClを
蒸着したガラスプレートで受ける。このよう
10 にしてガラスプレートにつけたフォイルを水
中でよく離しセルフサポートのフォイルにし
た。ビーム量を数100 μA にして1~2日間スパッ
タリングを続けると、1~2 mg/cm^2 のフォイルが
得られた。

15 実験に使用したフォイルの厚さは、実験終
了後に、ThC'の α 線(8.784 MeV)を使ってエネ
ルギー損失を測定し、Zieglerの阻止能の表³⁷
より決めた。表2-1に実験に使用したターゲ
ットフォイルの厚さと純度を示す。実験でわ
かったことであるがこれらのフォイルには

^{12}C や ^{16}O などの不純物が混入していた（ほとんどはターゲット作製時に混入したものである。）ので、その量を本実験の結果と Sabaguchi et al.¹ や Kato et al.³⁵ の求めた微分断面積の値と見比べ、フォイル全体の厚さから差し引いた。しかし、フォイルの厚さには10%程度の誤差があるものと考えられる。

[4] RAIDEN とその検出器系

標的核で散乱された陽子は QDDQ 型の高分解能スパクトログラフ RAIDEN³⁸ で運動量分析され、比例計数管とプラスチックシンチレータとを組み合わせた検出器系で位置の測定が行われた。RAIDEN の性能を表 2-2 に、配置を図 2-5 に示す。測定の立体角は、RAIDEN の入口にある defining slit^{39,40} で決められ

(a) 前方 ($\theta_{lab} \leq 36^\circ$) では

上下方向 (φ) の広がり $\pm 40 \text{ mrad}$

水平方向 (θ) の広がり $\pm 8.5 \text{ mrad}$

(角度の広がり) $\pm 0.49^\circ$

立体角 1.3 msr

(b) 後方 ($\theta_{lab} > 36^\circ$) では

上下方向 (φ) の広がり $\pm 50 \text{ mrad}$

水平方向 (θ) の広がり $\pm 12.5 \text{ mrad}$

(角度の広がり) $\pm 0.72^\circ$

立体角 2.5 msr

の条件で測定が行われた。

RAIDEN のカウンターシステム⁴¹ は位置検出

当) を使、測定した。このようにすることで
比例計数管の端に近い位置で検出される陽子
のパルスが、増幅器の作動電圧のしきい値以
下になるのを防いだ。なお使用したカウン

ターの領域内ではカウンターの計数効率が一
定である、とを、測定を始める前に確認した。

角分布は $\theta_{lab} = 11^\circ \sim 25^\circ$ の角度範囲で、前方
では 1° おきに、後方では 2° おきに測定した。

また、回路系での数え落としを少なくする為
に計数率を $\sim 800 \text{ cps}$ 以下にする必要があった。

後方の測定では、SH3のスリットを 1 mm にし
たが、前方ではこれを 0.5 mm にし、さらに必

要に応じて SH5Gのスリットの幅を変えて計数
率を調整した。また、前方での 4^+ や 6^+ 状態の

測定を効率良く行う為に 0^+ や 2^+ 状態の測定
とは別の run を行なった。これらの run では

RAIDENの磁場を変えて弾性散乱された陽子と
カウンターの端に置いたスリットで止めるこ

とにより、入射ビームの量を減らさずに計
数率の増加を防ぐことができた。

[5] 回路系

データ収集の回路系と図 2-6 に示す。この回路系では、カウンタシステムや回路系自身が正常に働いていることを確認する為に多くのスケールを用いた。またスケールの計数値を計数率の増加に伴う ADC や Raw Data Processor での数え落としての補正に使った。

比例計数管 (SWPC) の左右のパルスはそれぞれ増幅され、4096 ch に AD 変換される。また ΔE , $B\Delta E$ カウンタからのシグナル、E カウンタからのシグナル及び上下方向の位置を検出する為の TAC のシグナルは、2048 ch に AD 変換される。イベントシグナルは E カウンタからのシグナルをスピコンントローラからのスピンの向きを示すシグナルとコイノシデンスさせてつくりスピノ上向き 下向きを区別して Raw Data Processor (RDP)⁴² に送られる。RDP は、これを受けて各 ADC からのシグナルを取り込みこれらを1つのイベントに関する情報のセットとして PDP-11/44 コンピョ

-タに送り、磁気テープに書き込む。このようにイベント毎に情報をセットにしたデータ収集のやり方を'リストモード'のデータ取り込みと呼ぶ。これとは別に、SWPCの左右のシ
5 ガナルのみで構成した位置スペクトルをPDP-
11/44のグラフィック端末に表示し、実験中は
これをもとにrunが終わる毎にデータ整理し、
測定に異常がな、事を確かめた。また、ポラリ
メータ用の左右のNaIのスペクトルも8/100MCA
10 で表示させ、磁気テープに書き込んだ。

[6] データ整理.

磁気テープにリストモードで書き込まれたデータは実験終了後に RCNP の大型コンピュータ FACOM M-180 II AD を使って整理した。

まずノーティンクを行い必要なイベントのサ
で位置スペクトルを再構成した。この際、A
dc 6 台のシグナルがすべてそろって、あるイ
ベントのサを選び、1 つでも A dc のシグナ
ルのないものは除去した。このようにして得
られた位置スペクトルを図 2-7 に示す。スペ
クトルのエネルギー分解能はターゲットの厚
さにより異なるが、 ^{178}Hf (1.88 mg/cm^2) の場合、
前方では $17 \sim 20 \text{ keV}$ 、後方では $23 \sim 26 \text{ keV}$ であ
った。

RAIDEN の位置スペクトルはビークの低エ
ネルギー側に指数関数に近い形の長いすそを
引く。今回測定した核は、いずれも基底状態
と第 1 励起 2^+ 状態のエネルギー間隔が 100 keV
前後と狭く、 2^+ 状態のビークが基底状態のビ
ークの低エネルギー側のすそに重なってしまう

のでピーク分離を行う必要があった。その為
 Morinobu⁴³ が作製したピーク分離のプログラム
 を使って、基底状態、 2^+ 及び 4^+ の励起状態に
 対してピーク分離を行った。このプログラム
 5 では基準になるピークの形(参照ピーク)を入力
 して、実際のスペクトルの各ピークがこれと
 同じ形をしていると仮定してピークの分離を
 行う。今回は参照ピークとして基底状態のピ
 ークを使ったが、そのすその形はいくつかの
 10 形を入力してピーク分離を行ない、その中で
 実際のスペクトルを最もよく再現するもの(χ^2 が
 最小になった) を採用した。また RAIDEN の defining
 slit やビームトランスポート系のスリットの
 幅を変えるとピークの形も変わるので、別の
 15 参照ピークを使った。

以下にこのプログラムでのピーク分離の順
 序を述べる。

- (i) 与えられた区間の総カウント数を求め、
 この数で各チャネルのカウント数を割っ
 て全体を 1 に規格化する。

(ii) 与えられた参照ピークは平滑化され、それによって決まった値の対数ととり小區間を3次多項式で合わせることにによって各チャンネル間の関数の変化が決まる。

(iii) 一の参照ピークの関数を使い、各ピークの位置と高さを変数として実際のスペクトルをフィッティングする。

(iv) ピークの高さが決まると一意的にそのカウント数が決まる。この時、その誤差は
 (ピークのカウント数の誤差)

$$= (\text{高さの誤差}) \div (\text{高さ}) \times (\text{カウント数})$$

 で求まる。

このプログラムでフィッティングした例を図2-8に示す。下例のrunでフィッティングの χ^2 は1.5以下におさまった。なお不純物のピークが目立っているスペクトルに関してはこのプログラムの一部に手を加えて次のようなことを行った。まず不純物のピークの幅は本物のそれよりも広いので、参照ピークの幅にある定数をかけて幅の広いピークをつく

り、不純物の参照ピークとする。これらの参照ピークを使って実際のスペクトルのフィッティングを行う。この時本物の参照ピークにかける定数を入力パラメータとしてつけ加え、いくつかの値でフィッティングを行なって χ^2 の最も小さいものを採用した。

以上の手続きで得られた各ピークのカウンタ数（ 6^+ 状態のピークに関しては普通にSUMした値）に対して数え落としの補正を行った。この数え落としは、主にRDPがデータの処理に一定の時間を要する為に起こるもので、これまでの経験によりE, ΔE , BAEの3つのカウンターの同時計測のスケーラの値（3 coin）がほんとうにカウンター系にはいってきた荷電粒子の総数であるとして、

$$\left(\begin{array}{l} \text{求めるピークの} \\ \text{カウンタ数} \end{array} \right) = \left(\begin{array}{l} \text{ピーク分離や通常の} \\ \text{SUMで求めたピーク} \\ \text{のカウンタ数} \end{array} \right) \times \frac{(\text{3 coinのスケーラの数})}{(\text{リストモードですべての} \\ \text{ADCの3つのイベントの数})}$$

という関係からピークのカウンタ数を算出した。カウンタ数の誤差についても同様な処理を行った。

基底状態と各励起状態に対する微分断面積と偏極分解能及びそれらの誤差は、各ピークのカウンタ数とその誤差から片側整理の方法で求めた。片側整理の方法とは、今回の実験ではビームに乗って左側への散乱しか測定していったので、ビーム偏極度もスピニエ向き下向きを別々に扱う方法である。追補にこの片側整理の方法を記す。

図 2-9 に 各標的核に対する弾性・非弾性散乱の微分断面積と偏極分解能を示す。

第3章 解析とその結果

[1] チャネル結合法による解析

実験で得られた結果をチャネル結合法で解析したが、この解析では、各実験点での微分断面積と偏極分解能の誤差、 $\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_i))$, $\Delta(A_y(\theta_i))$ を

$$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_i)) = \text{Max} \{ 0.03 \times (\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_i)), \Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_i))_{\text{statistical}} \} \quad (1)$$

$$\Delta(A_y(\theta_i)) = \text{Max} \{ 0.03, \Delta(A_y(\theta_i))_{\text{statistical}} \} \quad (2)$$

と置いた。ここで、 $\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_i))_{\text{statistical}}$ と $\Delta(A_y(\theta_i))_{\text{statistical}}$ は、それぞれ微分断面積と偏極分解能の統計誤差を表わす。解析の時の誤差をこのようにしたのは次のような理由による。

(i) 統計誤差は後方よりも前方で小さいので、これをそのまま使えば、前方のデータを強調しすぎることになる。

(ii) 統計誤差には含まれていないビーム軌道の変動や、ターゲットの厚さの不均一性に伴う誤差も何らかの形で取り込める。

(iii) パラメータ・サーチを行う時に物理的に意味のない χ^2 の局所的な極小値には、り込

んでしまひ、それ以上カーテが進まなく
 なる事を防ぎ、カーテの収束性を良くす
 る。

またターゲットの厚さの不確定さや不均一
 性を考慮して、基底状態の微分断面積の規格
 化因子を自由にカーテした。各励起状態に対
 する規格化因子は前のカーテの基底状態の値
 に固定するという方法を用いたが、カーテが
 進むにつれて両者の差が小さくなり最終的
 には1つの値にすることができた。

実験結果の解析は、核が軸対称な回転体で
 あると仮定し、基底状態から6⁺のまでの励起
 状態を基底状態、回転バンドのメンバーである
 として、Raynalのつくったチャネル結合計算
 コードECIS79⁴⁴を使用して行った。解
 析に使われる光学ポテンシャルは、以下のよ
 うに書かれる。

$$\begin{aligned}
 U(r) = & V_{\text{coul}}(r) - V_R \cdot f(r; r_R, a_R) \\
 & - i W_v f(r; r_{wv}, a_{wv}) + 4i a_{ws} W_s \frac{d}{dr} f(r; r_{ws}, a_{ws}) \\
 & + V_{ls} \left(\frac{\hbar}{m\pi c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r; r_{ls}, a_{ls}) (\vec{\sigma} \cdot \vec{L})
 \end{aligned} \tag{3}$$

すなわち、 γ -ロ一部分、実中心力部分、体積型虚数部分、表面型虚数部分及び実スピン軌道部分から成っている。ここで $f(r; r_j, a_j)$ は

$$f(r; r_j, a_j) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r - r_j}{a_j}\right)} \quad (j = R, wv, ws, ls)$$

で表わされる Woods-Saxon 型の形状因子であり、 \hat{p} はパウリのスピン演算子、 \vec{L} は軌道角運動量、 $\frac{\hbar}{m\pi c}$ は π 中間子のコンプトン波長である。

変形核を扱う場合、変形した光学ポテンシヤル (Deformed Optical Potential; 以下 'DOP' と略す) は、半径パラメータを次のように置き換えてつくろ。

$$r_j(\theta) = r_0^j (1.0 + \sum_{\lambda} \beta_{\lambda}^j Y_{\lambda 0}(\theta)) \quad (j = R, wv, ws, ls) \quad (4)$$

ここで θ は標的核の対称軸からの極角を表わす。変形パラメータ β_{λ}^j は β_2^j , β_4^j 及び β_6^j と $\lambda = 6$ までの変形をとり入れ、 6^+ までの励起状態と結合させて計算を行った。スピン軌道部分に代しては full-Thomas 型のポテンシヤル⁴⁵⁾を使った。 γ -ロ一部分は、deformed-Fermi 型の電荷分布から計算し、その半径パラメータ (r_c) と diffuseness パラメータ (a_c) は、 $r_c = 1.11 \text{ fm}$ 、

$a_c = 0.58 \text{ fm}$ に固定した。

DOP は $\lambda = 12$ まで多重極展開され、深さ、半径 B の diffuseness のパラメータと変形パラメータ $\beta_{\lambda\mu}$ を各状態の各実験点での微分断面積と偏極分解能に対する χ^2 の和

$$\chi^2 = \sum_{Nst=0^+, 2^+, 4^+, 6^+} \left\{ \sum_{i=1}^{Nst} \left[\left\{ \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_i) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_i)_{cal}}{\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_i))} \right\}^2 + \left\{ \frac{A_y(\theta_i) - A_y(\theta_i)_{cal}}{\Delta(A_y(\theta_i))} \right\}^2 \right] \right\} \quad (5)$$

を最小にするようにパラメータサーチを行った。ここで、 $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_i)_{cal}$ と $A_y(\theta_i)_{cal}$ は計算値を表わし、 Nst は各状態の角度の点数を表わす。

DOP を使、チャンネル結合解析をする場合、DOP の各項の変形度の間にどのような条件を設ければよいが、ということはい明らかではない。これまでの解析では、同じ次数の変形パラメータ β_{λ} を等しくとる方法や、 $\beta_{\lambda} R$ を等しくとる方法が用いられてきた。しかしこれらの方法の欠点は、変形パラメータ β_{λ} が同じ項の他の DOP パラメータと強い相関を持つ為、非常に大きな不確定さを伴うということである。ここで先に述べた Matchintosh の

指摘⁸により多重極モーメントという量に注目しよう。この量は、変形パラメータのみではなく他の幾何学的パラメータも含めた形で決まる量なので、個々のパラメータ間の相関によるあいまいさは小さいことが期待される。

また電磁的1st換算遷移要素 $\langle \lambda \| M(E\lambda) \| 0 \rangle$ が、

$$\langle \lambda \| E(\lambda) \| 0 \rangle = \int \rho^c(\vec{r}) Y_{\lambda 0}(\theta) r^\lambda d\vec{r} \quad (6)$$

と書ける ($\rho^c(\vec{r})$ は電荷分布) ので、DOP の多重極モーメントと直接対応が付き、DOP の変形と電荷分布の変形を比較するのにも便利である。

そこで、解析の第1段階としてDOPの各項の同じ次数の多重極モーメントが等しい

$$Q_\lambda^R(\text{WSFF}) = Q_\lambda^{wr}(\text{WSFF}) = Q_\lambda^{ws}(\text{WSFF}) = Q_\lambda^{ls}(\text{WSFF}) = Q_\lambda^c \quad (7)$$

$$(\lambda = 2, 4, 6)$$

という条件のもとで解析を行なった。(この解析を 'ANALYSIS 1' と呼ぶ。) ここで $Q_\lambda^j(\text{WSFF})$ は、

$$Q_\lambda^j(\text{WSFF}) = \frac{\sum_e \int f(r; r_f(\theta), a_f) Y_{\lambda 0}(\theta) r^{\lambda+2} dr d\Omega}{\int f(r; r_f(\theta), a_f) r^2 dr d\Omega} \quad (8)$$

で与えられ $f(r; r_f(\theta), a_f)$ は式(3), (4)の Woods-Saxon

型形状因子 (Woods-Saxon Form Factor) なので、以下では式(8)の量を WSFF 多重極モーメントと書く。また、 Q_{λ}^c はクローン部分の多重極モーメントである。DOP の実中心力部分と体積型虚数部分については WSFF 多重極モーメントがポテンシャルの多重極モーメントに一致するが、表面型虚数部分やスピン軌道部分のようは微分型のポテンシャルについてはこの両者は一致せず、WSFF 多重極モーメントは微分される形状因子の多重極モーメントになっている。

この解析方法は Ichihara et al. が Er や Yb の実験結果の解析に用いた方法で彼らはその為に ECIS 79 にいくつかのサブルーチンを付け加えた。そこで 1 度毎のカーテでまず実中心力部分の多重極モーメントを計算し、他の項の変形パラメータは式(7)を満足するように決めるという手順が行なわれる。今回の解析ではこのプログラムを使い Ichihara et al. の求めた ^{176}Yb のパラメータを初期値にして

パラメータサーチを始めた。各回のサーチでは、前回の Best fit パラメータを初期値にして変形パラメータと各項の深さのパラメータは常にサーチし、半径と diffuseness のパラメータは他の項を固定して1項ずつ順番にサーチし、ひと通り済むとサーチする項の数を増やし、またその組み合わせを変えてサーチを進めた。

ANALYSIS I で最終的に得られた best fit 光学ポラリザルのパラメータとその時の各状態毎の1実験点当りの χ^2 の値を表3-1, 3-2に示す。また図2-9の点線が計算結果を示す。この解析では基底状態と 2^+ , 4^+ の励起状態の角分布を非常に良く再現できたが、 6^+ 励起状態については、再現度はあまり良くなかった。

その原因としてまず考えられるのは、解析の際に各項の多重極モーメントを等しくするという条件をつけたことである。この条件は B_1 や B_2 と等しくするという条件よりはもともらしく思える。しかし、matter分布と DOP の実中心力部分の間に密接な関係を与える

folding モデルが、DOP の虚数部分やスピン軌道部分にそのまま適用できるかどうかは明らかでない。むしろ実験結果をもとに、DOP の各項の変形パラメータや多重極モーメントの間に何か制限をつけずに解析を行ない、これらの関係を調べる必要がある。

そこで、DOP のすべてのパラメータを自由にサテし、実験結果を最もよく再現するパラメータを決めると、この解析を行なった。

ANALYSIS 1 での結果とパラメータの初期値にして、ANALYSIS 1 の時と同じような順序で各項のパラメータをサテした。但し χ^2 の値がクローン部分の変形パラメータの変化に対してあまり敏感ではないので、これらは固定しておき、最終的には、クローン部分の多重極モーメントがスピン軌道部分の WSFF 多重極モーメントに等しくなるようにした。この理由は第 4 章で述べる。(以下この解析を 'ANALYSIS 2' と呼ぶ)

ANALYSIS 2 での best fit 光学ポテンシャルの

パラメータを表 3-1, 3-2 に示し、その計算結果を図 2-9 に実線で示す。ANALYSIS 2 によって、この核においても 6^+ 励起状態の角分布への再現度は非常に改善され、また基底状態や 2^+ , 5^+ の励起状態の角分布に対しても、ANALYSIS 1 に比べて χ^2 が少し良くなった。

[2] 多重極モーメント

ANALYSIS 1 と ANALYSIS 2 で得られたドロットの
中心力部分 虚数部分 及びスピニ軌道部分の
4重極 (Q_2) モーメント と 16重極 (Q_4) モーメント
とを図3-1 に示し それらの数値を表3-3 に
示した。ここでスピニ軌道部分の多重極モー
メントは、式(8)より計算される WSFF 多重極モ
ーメントであり、虚数部分の値は、

$$Q_{\lambda}^W = \frac{\int \{ W_{\lambda} f(r; r_{WV}(\theta), a_{WV}) - 4a_{WS} W_{\lambda} \frac{d}{dr} f(r; r_{WS}(\theta), a_{WS}) \} Y_{\lambda 0}(\theta) r^{\lambda+2} dr d\Omega}{\int \{ W_{\lambda} f(r; r_{WV}(\theta), a_{WV}) - 4a_{WS} W_{\lambda} \frac{d}{dr} f(r; r_{WS}(\theta), a_{WS}) \} r^2 dr d\Omega} \quad (9)$$

で与えられるポテンシャル多重極モーメント
である。この虚数部分のポテンシャル多重極
モーメントは、体積型と表面型の虚数部分と
あわせて全虚数部分のポテンシャルの多重極
モーメントであり、次の章で議論する微視的
光学ポテンシャルの理論に基づく folding モデル
から導出したポテンシャルの虚数部分の多重
極モーメントに対応する。

表3-3での各多重極モーメントの誤差は、他
の多重極モーメントを固定して1つの多重極

モーメントの値を変化させた時に、式(5)で与えられる χ^2 の値が最小値から5%増加する値を表わす。但し、虚数部分のポテンシャル多重極モーメントの誤差は、体積型と表面型で別々に χ^2 が最小値から5%増加する値 ΔQ_λ^{ws} と取めてから

$$\Delta Q_\lambda^w = \frac{J_{wv}}{J_{wv} + J_{ws}} \Delta Q_\lambda^{wv}(\text{WSFF}) + \frac{J_{ws}}{J_{wv} + J_{ws}} \Delta Q_\lambda^{ws} \quad (10)$$

のようにそれらの誤差を体積型、表面型の虚数部分の体積分 J_{wv} 、 J_{ws} で重みをつけて加えた値を用いた。ここで、

$$J_{wv} = \int W_v f(r; r_{wv}(\theta), a_{wv}) r^2 dr d\Omega \quad (11)$$

$$J_{ws} = -\int 4a_{ws} W_s \frac{d}{dr} f(r; r_{ws}(\theta), a_{ws}) r^2 dr d\Omega \quad (12)$$

であり、 ΔQ_λ^{ws} は表面型虚数部分のWSFF多重極モーメントではなく、ポテンシャル自身の多重極モーメントに対して χ^2 が最小値から5%増加する値である。

図3-2に実中心力部分とスピン軌道部分の多重極モーメントに対する χ^2 の等高線を示す。まず、スピン軌道部分の多重極モーメントの

あいまいさは、実中心力部分のそれに比べて3倍程度大きい。しかし両方の多重極モーメントの間にほとんど相関は見られない。同様に、実中心力部分と体積型虚数部分や表面型虚数部分の間にもあまり相関は見られなかった。従って他の多重極モーメントを固定して個々の多重極モーメントの誤差を見積っても、あまり過少評価していることにはならない。このようにして求めた多重極モーメントの誤差は、統計的な誤差ではないが、実験結果と計算で再現させる時の多重極モーメントの変化に対する感度を表わす目安になっている。

表3-3 から ANALYSIS 1 と ANALYSIS 2 の実中心力部分の多重極モーメントは、誤差の範囲内でよく一致していることがわかる。これは、65 MeV 領域では DOP の実中心力部分が他の項よりも際立って深く実験結果を再現するのに最も重要な役割を果たしていることを意味している。図3-3 は ANALYSIS 2 で得られた実

中心力部分、多重極モーメントの変化に対す
す各状態の再現度の様子を表わす。

図3-4 は 65 MeV 偏極陽子の実験の解析で
得られた DOP の実中心力部分の多重極モー
5 $\times = 1$ を示す。但し、 E_r と Y_b の値は、Ichihara
et al.²⁰ の結果を引用した。この図や図3-1 から
わかるように、Hf や W の領域では、DOP の
各項の Q_2 モーメントは、標的核の質量数の増
加とともに減少する傾向を示す。この傾向は
10 Nilsson モデルの計算⁴⁶ はとてよく知られてい
る $A=152 \sim 190$ の核の Y_{20} 変形の示す系統的な
振舞いとよく一致する。また、実中心力部分
の Q_4 モーメントは、 E_r から W まで標的核の質
量数の増加とともに単調に減少していく。

第4章 議論

この章では ANALYSIS 2 で得られた DOP の各項の多重極モーメントの示す特徴について述べるが、虚数部分の多重極モーメントについては、式(9)で定義したポラニシャル多重極モーメントを、またスピニ軌道部分に關しては式(8)で定義した WSFF 多重極モーメントを議論の対象とする。従って以下においては、これを単に「多重極モーメント」と書く。

[1] 多重極モーメント

今回の結果と共に、他の実験で得られた Q_2 , Q_4 モーメントの値を表 3-3 に付け加えた。また図 3-1 に、Ronningen et al.²⁸ や Lee et al.²⁹ がフーリエ励起の実験で得た電荷分布の Q_2 モーメントの値を示す。ANALYSIS 2 の実中心力部分の Q_2 モーメントはどの核においても電荷分布の Q_2 モーメントに比べて、6~9% 大きな値をとることがわかる。この傾向は、Ichihara et al.²⁰

が Yb や Er の解析で得た結果とよく一致する。彼らはこの Q_2 モーメントの差が核子-核子有効相互作用の密度依存性に起因していることと、簡単な folding モデル計算により示した。

5 今回は現実的核子-核子有効相互作用を使った folding モデル計算を行ったが、その結果については後の節でくわしく述べる。表 3-3 の Lay et al.²¹ の ^{182}W に対する 134MeV の (\vec{p}, \vec{p}') の結果を見ると、彼らの Q_2 モーメントの値は、我々の実中心力部分の値に比べてかなり小さく、電荷分布の Q_2 モーメントとほとんど差がない。

10 これは彼らの (\vec{p}, \vec{p}') のスペクトルは基底状態と 2^+ 励起状態のピークの分離があまり良くなく、またチャネル結合計算での 2^+ 状態の再現度も我々のものに比べてかなり劣っていることに原因があると思われる。 ^{182}W と ^{184}W に対して、Baker et al.²⁴ が 24MeV の (\vec{d}, \vec{d}') の実験で得た Q_2 モーメントは、我々の値と誤差の範囲内で一致している。

スピン軌道部分の Q_2 モーメントは、どの核

においても、実中心力部分の値よりも小さく
 誤差の範囲内で電荷分布の Q_2 モーメントと一
 致する。この傾向は Brieva et al.⁴⁷ が微視的光
 学ポラニシャルにおいて、スピニ軌道部分と
 5 導出する時に主要部分となる有効相互作用の
 $t_{s.o.}^{11}$ (odd 成分) の密度依存性が弱いことを
 指摘しており、このことと一致する。スピニ
 軌道部分の有効相互作用の密度依存性が実中
 心力部分のそれと比べて弱いことは、定性的
 10 には次のように理解できる。もともと有効相
 互作用の密度依存性はパウリ効果に基くもの
 であるが、核子-核子のスピニ軌道力は短距離
 力なので、衝突の際に大きな運動量移行が可
 能となり、パウリ効果の影響をあまり受けない。
 15 このことから、有効相互作用の密度依存性が弱
 いことにつながる。

次に虚数部分の Q_2 モーメントの示す傾向に
 ついて触れる。図 3-1 や表 3-3 から、虚数部
 分の Q_2 モーメントはどの核においても実中
 心力部分の値よりも小さく、電荷分布の Q_2 モー

メントに近い値に付いていることがわかる。

Brieva et al.⁴⁸ が、 $^{154}\text{Sm}(p,p')$ について folding モデルの計算を行い、実中心力部分と虚数部分の多重極モーメント $g_{\lambda 0}^{R,I}(E)$ のもとに matter 分布

の多重極モーメント $g_{\lambda 0}^D$ に対する増加率

$$Q_{\lambda 0}^{R,I}(E) = \frac{g_{\lambda 0}^{R,I}(E) - g_{\lambda 0}^D}{g_{\lambda 0}^D} (\%) \quad (13)$$

のエネルギー依存性を計算した。彼らの結果を図 4-1 に示すが、これによると 65 MeV での虚数部分の Q_2 モーメントの増加率は約 12 % で

これは実中心力部分での増加率 (~4 %) をはるかに超えている。彼らの説明では、低いエネルギー領域では、虚数部分に表面型の部分が

存在するので増加率は大きい。エネルギー

の増加とともに $Q_{\lambda 0}^I(E)$ は減り、 $E > 150 \text{ MeV}$

では $Q_{\lambda 0}^I(E) \simeq 0\%$ となるということである。

ANALYSIS 2 で得た DOP も表面型虚数部分を含

んでいるが、虚数部分の Q_2 モーメントは電荷分布のそれとあまり差がなく、微視的光学ポ

ンシヤルの理論での予想と大きく違っている。

[2] 16 重極モーメント

前の章で、実中心力部分の Q_4 モーメントが質量数の増加とともに減少してゆく傾向にあることを述べたが、この傾向は Hendrie et al.¹⁵ の 50 MeV の (α, α') の系統的研究で得られた核の Y_{40} 変形の示す傾向とよく一致している。また Bertsch は $A=150 \sim 190$ 領域の核が示す Q_4 モーメントの系統的振舞いと定性的に説明した。⁴⁹

それは、 Q_4 モーメントが $\int_{\mu_0}^1 P_4(\mu) d\mu$ に比例するというものである。ここで $P_4(\mu)$ は 4 次のルジャンドル球関数であり、 $\mu_0 = \cos \theta_0$ で与えられる。 θ_0 は核の対称軸からの極角である。直感的に言えば、 $\beta_2 > 0$ の変形をした形の核に核子を加えていく場合、軌道角運動量の対称軸方向の成分の小さい (絶対値で) 軌道から核子をつけいくほうが、ポテンシャルエネルギーが低くなる。従って初めは $Q_4 > 0$ の変形とされるが、そのうちに $Q_4 < 0$ の変形にかわり、最終的には球形 ($Q_4 = 0$) にもどる。このように μ_0 は、つけ加えられる核子の数とともに 1 から 0 へと

変化してゆく量である。

Ronningen et al.²⁸ は、 ^{178}Hf と ^{180}Hf の電荷分布の Q_4 モーメントについて2つの異なった値を出している。(表Ⅱ-3参照) 1つは正の値であり、もう1つは負の値である。ANALYSIS 2の奥中心力部分の Q_4 モーメントは負の値になるが、彼らの値に比べると、どちらの核においても絶対値が小さい。また、 ^{182}W と ^{184}W の電荷分布の Q_4 モーメントについて、Lee et al.²⁹ がクーロン加速の実験及びクーロン力と核力の干渉するエネルギー領域での (d, d') の実験から得た値は、お互いにかたまり差がある。このように ^{178}Hf , ^{180}Hf , ^{182}W 及び ^{184}W について現在までに求められた電荷分布の Q_4 モーメントにはかなりの不確定さがあり、我々の (p, p') の結果との比較は困難である。

ハドロンを用いた他の実験で得られた Q_4 モーメントとの比較をすると、まず、Lay et al.²¹ が 134MeV の (p, p') の実験から得た値は、我々の ANALYSIS 2の奥中心力部分の値とよく一致して

いる。それに比べると Barber et al.²⁴ が 24 MeV の
 (α, d') の実験で得た Q_4 モーメントは、(p, p') の結
 果とかなり違っている。彼らの Q_4 モーメント
 は、基底状態と 2^+ と 4^+ の励起状態からの実験
 5 結果をもとに決めたものであり、 6^+ 状態の実
 験結果がないので、その事が彼らの Q_4 モー
 メントの値にかなりの不確定さをもたらして
 いることが予想される。しかしこれまでも
 (p, p') と (α, d') の実験で得た DOP の多重極モー
 10 メントの間にかなり差があることが、多くの
 人達によって指摘されている。^{8, 16, 21} 彼らが
 主張しているように、このくい違いは、 α 粒
 子の光学ポテンシャルは α 粒子が複合粒子
 であることや、相互作用の密度依存性があま
 15 り強すぎる為に、folding モデルから導出でき
 ないことを意味しているのかも知れない。

次に ANALYSIS 2 で得た DOP のスピニ軌道部
 分の Q_4 モーメントに着目すると、これも標的
 核の質量数の増加とともに減少する傾向にあ
 るが、どの核においてもその値は実中心力

部分の Q_4 モーメントよりも絶対値で小さくなっている。この傾向も、 Q_2 モーメントの場合と同様に スピン軌道部分の有効相互作用の密度依存性が実中心力部分のそれよりも弱いことで定性的には説明できる。

虚数部分の Q_4 モーメントも標的核の質量数の増加とともに減少するが、その値はどの核においても、実中心力部分のそれよりも絶対値で小さくなっている。これは表面型虚数部分が存在することと、定性的には一致する。

[3] 64重極モーメント

図4-2にANALYSIS2で得られたDOPの实中心カ部分、虚数部分及びスピロニ軌道部分の64重極(Q_6)モーメントを示し、これらの数値は表4-1にまとめてある。Nilssonモデルに基づく理論計算⁵⁰では、希土類付近の核に対する β_6 変形パラメータは、 S_m 付近から質量数の増加とともに減少し、 E_r 付近で最小値をとるが、さらに質量数が増加すると β_6 も増加し始める、という結果を出している。図4-3にこの理論計算の結果とANALYSIS2で得られた实中心カ部分の β_6 の値を示す。どの核においても、両者がかなり良く一致していることがわかる。しかし Q_6 モーメントで見ると我々の結果に β_6 で見られたような質量数に対する系統的な傾向は現われていない。虚数部分やスピロニ軌道部分の Q_6 モーメントについても同じである。

我々の実験結果には、基底状態から 6^+ 励起状態への直接励起過程が強く現われるので β_6 や Q_6 モーメントを決める上での主要な役割を

果たす励起状態の前方での角分布が不足している。従って今回の実験結果の解析で β_6 や Q_6 モーメントについての断定的な結論を出すことは、難しいように思われる。

[4] folding モデル計算

これまで、チャネル結合解析で得た結果を他の実験や理論計算の結果と比較してきた。この節では、我々が実際に行った folding モデルの計算とその結果について述べる。

folding 計算は、Brieva et al.⁵¹ の形式に従い、次のような式に基づいて行った。

$$\begin{aligned}
 U_p(\vec{r}_1, E) = & \int \rho_p(\vec{r}_2) T_D^{pp}(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|, \rho(\vec{R}), E) d\vec{r}_2 \\
 & + \int \rho_n(\vec{r}_2) T_D^{pn}(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|; \rho(\vec{R}), E) d\vec{r}_2 \\
 & + \int \rho_p(\vec{r}_1, \vec{r}_2) T_{EX}^{pp}(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|; \rho(\vec{R}), E) j_0(k|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) d\vec{r}_2 \\
 & + \int \rho_n(\vec{r}_1, \vec{r}_2) T_{EX}^{pn}(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|; \rho(\vec{R}), E) j_0(k|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) d\vec{r}_2 \quad (14)
 \end{aligned}$$

ここで

$$\rho_{p,n}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \rho_{p,n}(\vec{R}) \frac{3}{S^2 k_F^3} (\sin(Sk_F) - (Sk_F) \cos(Sk_F)) \quad (15)$$

であり、 $S = |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$, $\vec{R} = \frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2}$ である。また $J_0(x)$ は 0 次のベッセル関数であり、 ρ_p と ρ_n はそれぞれ陽子と中性子の matter 分布を表わす。陽子が入射粒子なので、核子-核子の有効相互作用の直接項 (T_D^{pp} , T_D^{pn}) と交換項 (T_{EX}^{pp} , T_{EX}^{pn}) は

$$T_D^{pp} = (t^{01} + 3t^{11})/4,$$

$$T_D^{pn} = (3t^{10} + t^{01} + t^{00} + 3t^{11})/8,$$

$$T_{EX}^{PP} = (t^{01} - 3t^{11})/4,$$

$$T_{EX}^{PN} = (3t^{10} + t^{01} - t^{00} - 3t^{11})/8. \quad (16)$$

とわかる。但し添え字の $PP(PN)$ は陽子-陽子(陽子-中性子)の相互作用を表わし、 t^{ST} の S と T は、スピンとアイソスピンの一重項状態 ($S=0$ と $T=0$) と三重項状態 ($S=1$ と $T=1$) を表わす。

核子-核子有効相互作用は、Yamaguchi et al.^{52) の CEG (Complex Effective potential with Gaussian form factor) を使った。 CEG は、各スピン・アイソスピンの状態に対して有効相互作用が、}

$$t^{ST}(r; k_F, E) = \sum_{i=1}^3 v_i^{ST}(k_F, E) e^{-(r/\lambda_i)^2} \quad (17)$$

のように3つの異なる $range(\lambda_i; i=1, 3)$ のガウス関数の和になっている。さらに各 $v_i^{ST}(k_F, E)$ は

$$v_i^{ST}(k_F, E) = v_{0i}(E) (1 + \alpha_i(E) k_F + \beta_i(E) k_F^2) \quad (18)$$

のように Fermi 運動量 k_F の2次関数になり、 $k_F \propto \rho^{1/3}$ の形でこの部分に密度依存性がとり入れられている。その係数 $v_{0i}(E)$, $\alpha_i(E)$, $\beta_i(E)$ は入射陽子の核内におけるエネルギー E (これは入射エネルギー E_{in} からクーロンポテンシャル $V_{Coul}(\vec{r})$ を差し引いたもの; $E = E_{in} - V_{Coul}(\vec{r})$)

の関数である。実際の計算においては、各点での $V_{\text{coul}}(\vec{r})$ の値は 標的核を 一様な球対称の電荷分布で近似して計算したものを使った。

式(14)により計算されるポテンシャルの虚数部分は、現象論的な光学ポテンシャルの虚数部分と対応させる為に、

$$\frac{m^*}{m} = \left(1 + \frac{\partial U_{\infty}}{\partial \hbar}\right)^{-1} \quad (19)$$

で与えられる因子をかけて最終的なポテンシャルを得た。⁵⁴⁻⁵⁵ 7+6、この因子は Jeukenne et al.⁵ の近似式より計算した。

folding モデルの計算での matter 分布は、deformed-Fermi 型の分布

$$\rho(r, \theta) = \rho_0 \left\{ 1.0 + \exp[(r - R(\theta))/a_m] \right\}^{-1} \quad (20)$$

$$R(\theta) = R_m \left\{ 1.0 + \sum_{\lambda} \beta_{\lambda}^m Y_{\lambda 0}(\theta) \right\} \quad (21)$$

を仮定し、diffuseness パラメータ a_m は、Sakaguchi et al.¹ が電子散乱から得られた電荷分布をもとに決めた値 $a_m = 0.47 \text{ fm}$ を使い、半径パラメータ R_m は Satchler et al.⁵⁶ の電荷分布と点陽子 matter 分布の平均二乗半径の関係式

$$\langle r^2 \rangle_{\text{proton}} = \langle r^2 \rangle_{\text{charge}} - 0.76 + 0.11 (N/Z) \quad (22)$$

と Sakaguchi et al.¹ が見出した経験式

$$\langle r^2 \rangle_{\text{proton}} = 0.799 A^{2/3} + 2.50 \quad (\text{fm}^2) \quad (23)$$

を使って決めた。Negele et al.⁵⁷ の DDHF (Density Dependent Hartree-Fock) 計算では、 ^{176}Yb の陽子と中

性子の matter 分布の多重極モーメントが等しく
5 7 正しいという結論が出ている。一方 Barlett et al.¹⁷

の 800 MeV での ^{154}Sm と ^{176}Yb に対する (p, p') の実験
の解析では、両者の間にほとんど差が正しいと
いう結論に達した。このように陽子と中性子

10 の matter 分布の多重極モーメントの差は、まだ
完全にわかっていないので、今回の folding 計算

では両者は等しいと仮定した。またその値は
Q2 モーメントについては、Ronningen et al.²⁸ や Lee
et al.²⁹ の電荷分布の値が使えるが、Q4 モー

15 メントについては、[2]に、おいて議論したように

彼らの求めた値は不確定さが大きい。従って
matter 分布の多重極モーメントとしては、電
荷分布の値を使わなかった。その代わりに、

ANALYSIS 2 で得たスピン軌道部分の多重極モー
メントの値を採用した。この理由は、スピン

軌道部分の有効相互作用の密度依存性が、実
中心力部分のそれと比べて弱い為、スピン軌
道部分の多重極モーメントの値がmatter分布の
それにかたより近いことが期待され、実際に

5 ANALYSIS 2 で得たスピン軌道部分の Q_2 モーメン
トがどの核においても誤差の範囲内で電荷分
布の Q_2 モーメントに一致しているからである。
表 4-2 に folding モデルの計算で用いた deformed-
Fermi 分布の各パラメータの値を示す。

10 図 4-4 に folding 計算で得られたポテンシヤ
ルと ANALYSIS 2 の DOP の形を示す。また両
者の体積々分と平均二乗半径を図 4-5 に、そ
の値を表 4-3 に与えた。ここで DOP の体
積々分と平均二乗半径は

15 体積々分,

$$\text{実中心力部分 } J_R/A = \frac{1}{A} \int V_R f(r; r_R(\theta), a_R) r^2 dr d\Omega \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \text{虚数部分 } J_W/A &= \frac{1}{A} \left\{ \int W_0 f(r; r_{W0}(\theta), a_{W0}) r^2 dr d\Omega \right. \\ &\quad \left. - \int 4a_{Ws} W_s \left(\frac{d}{dr} f(r; r_{Ws}(\theta), a_{Ws}) \right) r^2 dr d\Omega \right\} \quad (25) \end{aligned}$$

平均二乗半径

$$\text{実中心力部分 } \langle r_R^2 \rangle = \frac{1}{J_R} \int V_R f(r; r_R(\theta), a_R) r^4 dr d\Omega \quad (26)$$

$$\text{虚数部分 } \langle r_w^2 \rangle = \frac{1}{J_w} \left\{ \int W_v f(r; r_{wv}(\theta), a_{wv}) r^4 dr d\Omega \right. \\ \left. - \int 4 a_{ws} W_s \left(\frac{d}{dr} f(r; r_{ws}(\theta), a_{ws}) \right) r^4 dr d\Omega \right\} \quad (27)$$

で与えられる。

5 実中心力部分については folded ポテンシヤ
 ルと DOP は、表面付近でほとんど差がない
 10 が、中心付近では folded ポテンシヤルのほうが
 5 MeV 程度深くなる。また両者の体積2分は
 2~3% 程度の範囲内で一致しているが、平均
 二乗半径については、どの核においても folded
 10 ポテンシヤルのほうが 7~8% 小さくなっ
 ている。

虚数部分については、両者の中心付近では
 よく一致して、したがって、4~8 fm 付近では両
 15 者が全く違った形を示している。両者の平均
 二乗半径は ~3% 以内で一致しているのに対し
 し、体積2分については、folded ポテンシヤル
 のほうが 5~8% 小さい。

folded ポテンシヤルの多重極モーメントは、
 表 3-3 及び図 3-1 に与えられている。まず、
 folded ポテンシヤルの実中心力部分の Q_2 モーメント

ニトは *matter* 分布の Q_2 モーメントよりも 1% 程度しか大きくならず、どの核においても ANALYSIS 2 の結果を十分に再現することはできなかった。Brieva et al.⁴⁸ の計算では、 ^{154}Sm に
 対して folded パラメータの Q_2 モーメントが *matter* 分布の値よりも 4% 程度大きくならず、
 いるのに比べて我々の増加率は小さい。この Q_2 モーメントの増加率を左右するものは、
 folding 計算で用いる核子-核子有効相互作用と
matter 分布である。例えば、有効相互作用の
 密度依存性が強ければ Q_2 モーメントの増加率は
 大きくなる。また deformed-Fermi 型の *matter*
 分布を用いる場合、diffuseness パラメータを大
 きくすれば、分布が表面に広がることになる
 ので Q_2 モーメントの増加率は大きくなる。
 Brieva et al. が使った有効相互作用と同じものを使
 用して Hf や W に対する folded パラメータを計算
 することは容易ではないので、彼らが *matter*
 分布で使った diffuseness パラメータの値 $a_m = 0.52$
 fm を使って folding 計算を行った。その結果、

diffuseeness ハ⁰ラ⁰メ⁰ー⁰ズの⁰達⁰、が⁰Q₂モ⁰ー⁰メント⁰の
増⁰加⁰率⁰に⁰及⁰ぼ⁰す⁰影⁰響⁰は⁰ 0.5%程⁰度⁰で⁰あ⁰り、
彼⁰ら⁰と⁰我⁰々の⁰folding⁰モ⁰デル⁰計⁰算⁰で⁰の⁰こ⁰の⁰増⁰加⁰
率⁰の⁰差⁰は、⁰同⁰、⁰に⁰有⁰知⁰相⁰互⁰作⁰用⁰の⁰達⁰、に⁰よ⁰る
5 も⁰の⁰で⁰あ⁰る⁰と⁰考⁰え⁰ら⁰れ⁰る。

foldedポ⁰テ⁰ニ⁰シ⁰ャ⁰ルの⁰実⁰中⁰心⁰カ⁰部⁰分⁰の⁰Q₄モ⁰ー⁰
メント⁰は⁰ ¹⁸⁰Hf⁰の⁰場⁰合⁰を⁰除⁰いて⁰ ANALYSIS 2⁰で⁰の⁰
値⁰と⁰あ⁰る⁰程⁰度⁰再⁰現⁰し⁰て⁰い⁰る。こ⁰れ⁰は、⁰matter⁰
分⁰布⁰の⁰高⁰次⁰の⁰多⁰重⁰極⁰モ⁰ー⁰メント⁰が⁰ほ⁰、ま⁰り⁰と
10 め⁰か⁰っ⁰て⁰い⁰た⁰の⁰で⁰ス⁰ピ⁰ン⁰軌⁰道⁰部⁰分⁰の⁰多⁰重⁰極⁰
モ⁰ー⁰メント⁰を⁰使⁰った⁰こ⁰と⁰や、⁰陽⁰子⁰と⁰中⁰性⁰子⁰の⁰
matter⁰分⁰布⁰の⁰多⁰重⁰極⁰モ⁰ー⁰メント⁰を⁰等⁰し⁰い⁰と⁰仮⁰
定⁰した⁰こ⁰と⁰を⁰考⁰え⁰る⁰と、⁰満⁰足⁰の⁰い⁰く⁰結⁰果⁰で⁰あ⁰
る。我⁰々の⁰65MeV⁰領⁰域⁰で⁰の⁰θ_{Lab} ≤ 80°⁰の⁰(\vec{p}, p')
15 実⁰験⁰で⁰得⁰ら⁰れ⁰る⁰現⁰象⁰論⁰的⁰DOF⁰は、⁰核⁰の⁰表⁰面⁰
付⁰近⁰で⁰は⁰あ⁰ま⁰り⁰あ⁰い⁰ま⁰い⁰さ⁰な⁰く⁰決⁰ま⁰っ⁰て⁰い⁰る
が⁰ 核⁰の⁰中⁰心⁰付⁰近⁰で⁰は、⁰あ⁰る⁰程⁰度⁰の⁰あ⁰い⁰ま⁰い⁰
さ⁰を⁰含⁰ん⁰で⁰い⁰る⁰こ⁰と⁰が⁰予⁰想⁰さ⁰れ⁰る。ポ⁰テ⁰ニ⁰シ⁰
ャ⁰ル⁰を⁰中⁰心⁰付⁰近⁰ま⁰で⁰あ⁰い⁰ま⁰い⁰さ⁰な⁰く⁰決⁰め⁰る⁰為⁰、
に⁰は、⁰よ⁰り⁰後⁰方⁰角⁰度⁰ま⁰で⁰測⁰定⁰す⁰る⁰必⁰要⁰が⁰あ⁰る

と思われる。しかし Q_4 モーメントは Q_2 モーメントに比べると、核の中心よりも表面に対して敏感な量である。従って DOP の実中心力部分の Q_4 モーメントが folded ポテンシヤルでわりと良く再現できたのは、この量があまりポテンシヤルの中心付近のあいまいさの影響を受けたい量であることに起因していると考えられる。

folded ポテンシヤルの虚数部分の Q_2 モーメントは matter 分布の値に比べて 20% 程度増加し、ANALYSIS 2 の結果よりも 10~20% も大きく増してしまう。また虚数部分の Q_4 モーメントについては、matter 分布の値よりも負の大きな値になるが、ANALYSIS 2 の結果に比べると絶対値でかなり小さい。結局、虚数部分については folded ポテンシヤルは、ANALYSIS 2 で得られたポテンシヤルの Q_2 モーメントも Q_4 モーメントも全く再現できなかった。図 4-4 からわかるように folded ポテンシヤルの虚数部分は、現象論的 DOP とはかなり違、た形をしてい

る。このこととも考えあわせて、微視的光学ポテンシャルの理論も、虚数部分に関してはまだ現象論的光学ポテンシャルとの間で多重極モーメントのような細かい物理量を比較できるような段階には到っていないように思われる。

第5章 まとめと結論

65 MeV 偏極陽子の ^{178}Hf , ^{180}Hf , ^{182}W 及び ^{184}W に
 対する弾性散乱と基底状態回転バンドの 6^+ ま
 での励起状態からの非弾性散乱の微分断面積
 と偏極分解能を測定した。得られた実験結果
 は、標的核が軸対称な回転体であると仮定し
 チャネル結合法で解析した。その際、変形し
 た光学ポテンシャルの実中心力部分、体積型
 虚数部分、表面型虚数部分及びスピノン軌道部
 分の変形パラメータの間に何の制限もつけず
 各項のすべてのパラメータを自由にサーテし
 た。その結果すべての核の 6^+ 励起状態まで
 の角分布を非常に良く再現することができた。
 この解析で得られた光学ポテンシャルの実
 中心力部分、虚数部分はスピノン軌道部分の
 Q_2 モーメントは標的核の質量数の増加と伴
 に減り、また Q_4 モーメントも質量数と共に
 負の大きな値へと変化してゆくことがわかつ
 た。これらの傾向は、これまでの実験的研究

や理論的研究で調べられた $A=152\sim 190$ 領域の核の Y_{20} 変形や Y_{40} 変形の示す傾向とよく一致している。

光学ポテンシャルの各項の多重極モーメントに注目すると、実中心力部分の Q_2 モーメントは、クーロン励起で得られた電荷分布の Q_2 モーメントに比べて、どの核においても $6\sim 9\%$ 大きい値を示す。一方スピニ軌道部分の Q_2 モーメントは誤差の範囲内で電荷分布の Q_2 モーメントに一致する。この傾向は実中心力部分とスピニ軌道部分の核子-核子有効相互作用の密度依存性の差に起因すると考えられる。虚数部分の Q_2 モーメントは、どの核においても実中心力部分の Q_2 モーメントより小さく、電荷分布の Q_2 モーメントとあまり大きな差がない。この結果は、虚数部分の Q_2 モーメントが、表面型虚数部分が存在する為に 65 MeV 領域では matter 分布の Q_2 モーメントよりも 12% 程度大きくなることを予想した微視的光学ポテンシャルの理論に基づく folding モデル

の計算結果と矛盾する。

Q_4 モーメントについては、どの核においても奥中心力部分の値がスピロ軌道部分の値よりも絶対値で少し大きくなる。この傾向も Q_2 モーメントの場合と同様に両方の部分の核子-核子有効相互作用の密度依存性の差で定性的には説明できる。

Yamaguchi et al. の密度依存性をとり入れた核子-核子有効相互作用 CEG を使って folding モデル計算を行い、奥中心力部分と虚数部分の folded ポテンシャルを導出した。この計算では、陽子と中性子の matter 分布の多重極モーメントが等し、と仮定し、その分布には deformed-Fermi 型の分布を用い、その半径や diffuseness のパラメータは Sakaguchi et al. が電荷分布から導出した経験式と、Satchler et al. の電荷分布と点陽子 matter 分布の平均二乗半径の関係式を使って決めた。また matter 分布の多重極モーメントはチャネル結合解析で得たスピロ軌道部の多重極モーメントに等しくとった。得られた folded

ポテンシャルの真中心部部分の Q_2 モーメント
 トは、matter 分布のそれより 1% 程度増加する
 が、チャネル結合計算の結果と十分に再現す
 ることはできなかった。一方、 Q_4 モーメント
 5 については、チャネル結合計算で得た真中心
 部部分の値とある程度再現できた。虚数部分
 については、folded ポテンシャルの Q_2 モーメン
 トも Q_4 モーメントも、チャネル結合解析で得
 られた値と大きくく違っていた。

10 最後に 65 MeV の偏極陽子を使った基底状
 態回転バンドの 6^+ までの励起状態の弾性・非弾
 性散乱と非常に良く再現する光学ポテンシヤ
 ルの各項の多重極モーメント間の関係は、 B
 や BR と等しくとったり また 多重極モーメン
 15 トと等しくとるより簡単なものでは表わされ
 ないことがわかった。各項の多重極モーメント
 は それぞれの核子-核子有効相互作用の特徴
 と反映したものになっており、これらの多重
 極モーメントが、現象論的光学ポテンシヤ
 と微視的光学ポラニシヤルの比較をより詳細

に行う時のひとつの基準となる。

5

10

15

5

10

15

謝辞

この論文の作成において、多くの方々のお世話になりました。

指導教官として 研究のすべての面において御指導下さった小林農作教授に深く感謝致します。

坂口治隆助教授には、この実験の計画から投稿論文の作成に到るまで細部にわたって議論していただき、また多大なる助言を載さしましたことを、心からお礼申し上げます。

京大理学部の中村正信氏、与曽井優氏、家入正治氏、竹内陽一郎氏、阪大核物理研究センターの野呂哲夫氏、高エネルギー研究所の坂本宏氏、理化学研究所の市原卓氏、三洋電機の一色信之氏には、共同研究者として実験に御協力いただき、また多くの助言を載さしました。特に市原氏には、実験結果の解析において、多くのプログラムを使わせて載さしました。皆様に心から感謝致します。

阪大核物理研究センターの池上栄胤教授
 森信俊平助教授 藤原守氏、阪大教養部の
 藤田佳孝氏には RAIDENの運転やその検出器
 系の使用に際して 御協力及び助言を戴しま
 した。特に森信助教授には、ピーク分離のプ
 ログラムを便わせて戴き 多くの有益な
 助言を戴きました。皆様に心からお礼を申し
 上げます。

理化学研究所の畑中吉治氏には、偏極イオ
 ン源の運転でたいへんお世話になり、誠にあ
 りがとうございました。

東大原子核研究所の菅井勲氏には、ターゲ
 ットの作製で、御協力及び多くの助言を戴き
 しました。心より感謝致します。

宮崎大工学部の永田忍教授には、folding モ
 デルの計算で CEG を便わせて戴き、また多
 くの有益な助言を戴きました。深く感謝致し
 ます。

筆者は現在 奈良女子大物理学教室に所属
 している。塩見直子助教授、坂本直樹助教授

とはじめとする同教室の多くの教官の方々には、この論文の作成にあたり、いろいろと便宜をはかって戴き、手を励まして戴きました。皆様に心からお礼申し上げます。

追補 片側データ整理の方法

[1] ビーム偏極度

ビームのスピンが上向き(下向き)の時に
ラリメータの Left 側カウンタでの弾性散乱
の収量を $L_{\uparrow}(L_{\downarrow})$ 、同様に Right 側カウンタでの
収量を $R_{\uparrow}(R_{\downarrow})$ とすると

$$L_{\uparrow} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_c (1 + P_{\uparrow} A_c) \Omega_{L_{\uparrow}} \frac{N_A \bar{z}_{\uparrow}}{M_c} \cdot \frac{Q_{\uparrow}}{e} \quad (1)$$

$$L_{\downarrow} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_c (1 - P_{\downarrow} A_c) \Omega_{L_{\downarrow}} \frac{N_A \bar{z}_{\downarrow}}{M_c} \cdot \frac{Q_{\downarrow}}{e} \quad (2)$$

$$R_{\uparrow} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_c (1 - P_{\uparrow} A_c) \Omega_{R_{\uparrow}} \frac{N_A \bar{z}_{\uparrow}}{M_c} \cdot \frac{Q_{\uparrow}}{e} \quad (3)$$

$$R_{\downarrow} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_c (1 + P_{\downarrow} A_c) \Omega_{R_{\downarrow}} \frac{N_A \bar{z}_{\downarrow}}{M_c} \cdot \frac{Q_{\downarrow}}{e} \quad (4)$$

となる。ここで

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_c, A_c$; $\theta_{lab} = 47.5^\circ$ での $^{12}\text{C}(\bar{p}_0, p_0)$ の微分断面積

と偏極分解能

$P_{\uparrow}, P_{\downarrow}$, スピン上向きと下向きのビーム

偏極度

$\Omega_{L_{\uparrow}}, \Omega_{L_{\downarrow}}$; スピン上向きと下向きの測定で

の Left 側カウンタの立体角 (sr)

$\Omega_{R_{\uparrow}}, \Omega_{R_{\downarrow}}$, 同じく Right 側カウンタの立体角

角 (sr)

N_A ; アボガド数 ($= 6.02 \times 10^{23}$)

M_c ; ^{12}C の質量 (a.m.u.)

$\vec{s}_\uparrow, \vec{s}_\downarrow$; スピン上向きと下向きのビーム
が通過するポリリキターゲット
の厚さ ($\text{\AA}/\text{cm}^2$)

e , 電気素量 ($= 1.60 \times 10^{-16} \text{C}$)

Q_\uparrow, Q_\downarrow , スピン上向きと下向きのビーム
電流の積算量 (C)

である。スピンの向きによってビーム軌道が
変化しないと仮定すると

$$\Omega_{L\uparrow} = \Omega_{L\downarrow} \equiv \Omega_L, \quad \Omega_{R\uparrow} = \Omega_{R\downarrow} \equiv \Omega_R, \quad \vec{s}_\uparrow = \vec{s}_\downarrow = \vec{s}$$

とできる。ここで

$$l_\uparrow \equiv L_\uparrow \frac{M_c}{NA\beta} \cdot \frac{Q}{Q_\uparrow}, \quad l_\downarrow \equiv L_\downarrow \frac{M_c}{NA\beta} \cdot \frac{Q}{Q_\downarrow}$$

$$r_\uparrow \equiv R_\uparrow \frac{M_c}{NA\beta} \cdot \frac{Q}{Q_\uparrow}, \quad r_\downarrow \equiv R_\downarrow \frac{M_c}{NA\beta} \cdot \frac{Q}{Q_\downarrow}$$

と置き、(1) ~ (4) と書き直すと

$$l_\uparrow = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 (1 + P_\uparrow A_c) \Omega_L \quad (1)'$$

$$l_\downarrow = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 (1 - P_\downarrow A_c) \Omega_L \quad (2)'$$

$$r_\uparrow = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 (1 - P_\uparrow A_c) \Omega_R \quad (3)'$$

$$r_\downarrow = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 (1 + P_\downarrow A_c) \Omega_R \quad (4)'$$

となる。これから Ω_L, Ω_R を消去して P_\uparrow, P_\downarrow

について解くと

$$P_{\uparrow} = \frac{1}{A_c} \cdot \frac{2r_{\uparrow}l_{\uparrow} - r_{\uparrow}l_{\downarrow} - r_{\downarrow}l_{\uparrow}}{r_{\uparrow}l_{\downarrow} - r_{\downarrow}l_{\uparrow}} \quad (5)$$

$$P_{\downarrow} = \frac{1}{A_c} \cdot \frac{2r_{\downarrow}l_{\downarrow} - r_{\uparrow}l_{\downarrow} - r_{\downarrow}l_{\uparrow}}{r_{\uparrow}l_{\downarrow} - r_{\downarrow}l_{\uparrow}} \quad (6)$$

と 10)

$$l \equiv \frac{l_{\uparrow}}{l_{\downarrow}}, \quad r \equiv \frac{r_{\downarrow}}{r_{\uparrow}}$$

5 と お く

$$P_{\uparrow} = \frac{1}{A_c} \cdot \frac{2l - 1 - lr}{1 - lr} \quad (5')$$

$$P_{\downarrow} = \frac{1}{A_c} \cdot \frac{2r - 1 - lr}{1 - lr} \quad (6')$$

と 11 3。

次に P_{\uparrow} , P_{\downarrow} の誤差は

$$\Delta P_{\uparrow}^2 = \left(\frac{\partial P_{\uparrow}}{\partial A_c}\right)^2 (\Delta A_c)^2 + \left(\frac{\partial P_{\uparrow}}{\partial l}\right)^2 (\Delta l)^2 + \left(\frac{\partial P_{\uparrow}}{\partial r}\right)^2 (\Delta r)^2$$

$$\Delta P_{\downarrow}^2 = \left(\frac{\partial P_{\downarrow}}{\partial A_c}\right)^2 (\Delta A_c)^2 + \left(\frac{\partial P_{\downarrow}}{\partial l}\right)^2 (\Delta l)^2 + \left(\frac{\partial P_{\downarrow}}{\partial r}\right)^2 (\Delta r)^2$$

から計算すると、

$$\Delta P_{\uparrow} = \frac{1}{A_c} \left\{ P_{\uparrow}^2 \Delta A_c^2 + \frac{4(1-r)^2 l^2}{(1-lr)^4} \left(\frac{1}{l_{\uparrow}} + \frac{1}{l_{\downarrow}} \right) + \frac{4(1-l)^2 l^2 r^2}{(1-lr)^4} \left(\frac{1}{r_{\uparrow}} + \frac{1}{r_{\downarrow}} \right) \right\}^{1/2} \quad (7)$$

$$\Delta P_{\downarrow} = \frac{1}{A_c} \left\{ P_{\downarrow}^2 \Delta A_c^2 + \frac{4(1-r)^2 r^2 l^2}{(1-lr)^4} \left(\frac{1}{l_{\uparrow}} + \frac{1}{l_{\downarrow}} \right) + \frac{4(1-l)^2 r^2}{(1-lr)^4} \left(\frac{1}{r_{\uparrow}} + \frac{1}{r_{\downarrow}} \right) \right\}^{1/2} \quad (8)$$

と 11 3。 \therefore ΔA_c は、 $\Delta A_c = 0.11$ に 代 入 す る。

[2] 微分断面積と偏極分解能

RAIDENでの測定は、左側に散乱された粒子のみと計測する。スピニ上向き(下向き)の時の RAIDENでの散乱粒子の収量 $L'_\uparrow (L'_\downarrow)$ は、

$$L'_\uparrow = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) (1 + P_\uparrow A) \Omega_{0\uparrow} \frac{N_A \bar{z}_{A\uparrow}}{M_A} \cdot \frac{Q_\uparrow}{e} \quad (1)$$

$$L'_\downarrow = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) (1 + P_\downarrow A) \Omega_{0\downarrow} \frac{N_A \bar{z}_{A\downarrow}}{M_A} \cdot \frac{Q_\downarrow}{e} \quad (2)$$

と与える。ここで

P_\uparrow, P_\downarrow ; [1]で得られたスピニ上向きと下向きのビーム偏極度

$\Omega_{0\uparrow}, \Omega_{0\downarrow}$; スピニ上向きと下向きの場合の RAIDENの立体角 (sr)

$\bar{z}_{A\uparrow}, \bar{z}_{A\downarrow}$; スピニ上向きと下向きのビームが通過する標的の厚さ (g/cm^2)

M_A ; 標的核の質量 (a.m.u.)

N_A ; アボガドロ数 ($= 6.02 \times 10^{23}$)

e ; 電気素量 ($= 1.60 \times 10^{-19} \text{ C}$)

Q_\uparrow, Q_\downarrow ; スピニ上向きと下向きのビーム電流の積算量 (C)

であり、 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)$ と A がそれぞれ求めた、標的核の微分断面積と偏極分解能である。

スピンの向きによってビーム軌道が変化し、
これを仮定すると

$$\Omega_{0\uparrow} = \Omega_{0\downarrow} \equiv \Omega_0, \quad \bar{\xi}_{A\uparrow} = \bar{\xi}_{A\downarrow} \equiv \bar{\xi}_A$$

と置き、

$$l'_\uparrow \equiv L'_\uparrow \cdot \frac{1}{\Omega_0} \cdot \frac{MA}{NA \bar{\xi}_A} \cdot e, \quad l'_\downarrow \equiv L'_\downarrow \cdot \frac{1}{\Omega_0} \cdot \frac{MA}{NA \bar{\xi}_A} \cdot e$$

とおくと

$$l'_\uparrow = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) (1 + P_\uparrow A) Q_\uparrow \quad (1)'$$

$$l'_\downarrow = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) (1 - P_\downarrow A) Q_\downarrow \quad (2)'$$

となる。

4) 微分断面積

(1)' と (2)' より A を消去すると

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = \frac{1}{P_\uparrow + P_\downarrow} \left(P_\downarrow \frac{l'_\uparrow}{Q_\uparrow} + P_\uparrow \frac{l'_\downarrow}{Q_\downarrow} \right) \quad (3)$$

となり、 $\beta \equiv P_\uparrow / P_\downarrow$ とおくと

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = \frac{1}{1 + \beta} \left(\frac{l'_\uparrow}{Q_\uparrow} + \beta \frac{l'_\downarrow}{Q_\downarrow} \right) \quad (3)'$$

となる。

誤差は

$$\left\{ \Delta \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \right\}^2 = \left\{ \frac{\partial \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)}{\partial \beta} \right\}^2 (\Delta \beta)^2 + \left\{ \frac{\partial \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)}{\partial l'_\uparrow} \right\}^2 (\Delta l'_\uparrow)^2 + \left\{ \frac{\partial \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)}{\partial l'_\downarrow} \right\}^2 (\Delta l'_\downarrow)^2 \quad (4)$$

から計算すると

$$A\left(\frac{d\alpha}{dQ}\right) = \left[\frac{1}{(1+\beta)^4} \left(\frac{Q'_\downarrow}{Q_\downarrow} - \frac{Q'_\uparrow}{Q_\uparrow} \right)^2 \left\{ \frac{4(r-1)^4}{(2r-1-lr)^4} (\Delta l)^2 + \frac{4(l-1)^4}{(2r-1-lr)^4} (\Delta r)^2 \right\} \right. \\ \left. + \frac{1}{(1+\beta)^2} \left(\frac{MAe}{Q_\uparrow \Omega_0 N_A \xi_A} \right)^2 L'_\uparrow + \left(\frac{\beta}{1+\beta} \right)^2 \left(\frac{MAe}{Q_\downarrow \Omega_0 N_A \xi_A} \right)^2 L'_\downarrow \right]^{1/2} \quad (4')$$

で与えられる。 $T = T_c$ 1

$$\left(\frac{\Delta l}{l}\right)^2 = \frac{1}{L'_\uparrow} + \frac{1}{L'_\downarrow}, \quad \left(\frac{\Delta r}{r}\right)^2 = \frac{1}{R'_\uparrow} + \frac{1}{R'_\downarrow}$$

とある。

ii) 偏極分解能

(1)' と (2)' から $\left(\frac{d\alpha}{dQ}\right)$ を消去すると

$$A = \frac{\frac{L'_\uparrow}{Q_\uparrow} - \frac{L'_\downarrow}{Q_\downarrow}}{\frac{L'_\uparrow P_\downarrow}{Q_\uparrow} + \frac{L'_\downarrow P_\uparrow}{Q_\downarrow}} \quad (5)$$

で与えられる、 $\alpha \equiv \frac{L'_\uparrow}{L'_\downarrow} \cdot \frac{Q_\downarrow}{Q_\uparrow}$ とおくと

$$A = \frac{\alpha - 1}{\alpha P_\downarrow + P_\uparrow} \quad (5')$$

とある。

誤差は

$$\Delta A^2 = \left(\frac{\partial A}{\partial \alpha}\right)^2 (\Delta \alpha)^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial l}\right)^2 (\Delta l)^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial r}\right)^2 (\Delta r)^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial A_c}\right)^2 (\Delta A_c)^2 \quad (6)$$

から計算すると

$$\Delta A = \left[\frac{(P_\uparrow + P_\downarrow)^2 \alpha^2}{(\alpha P_\downarrow + P_\uparrow)^4} \left(\frac{1}{L'_\uparrow} + \frac{1}{L'_\downarrow} \right) + \frac{A^2 (\Delta l)^2}{(\alpha P_\downarrow + P_\uparrow)^2 A_c^2} \left\{ \frac{2(1-r)}{(1-lr)^2} + \alpha \frac{2r(r-1)}{(1-lr)^2} \right\}^2 \right. \\ \left. + \frac{A^2 (\Delta r)^2}{(\alpha P_\downarrow + P_\uparrow)^2 A_c^2} \left\{ \frac{2l(l-1)}{(1-lr)^2} + \alpha \frac{2(1-l)}{(1-lr)^2} \right\}^2 + \frac{A^2}{A_c^2} \Delta A_c^2 \right]^{1/2} \quad (6')$$

で与えられる。 $T = T_c$ (

$$\left(\frac{Al}{\ell}\right)^{-1} = \frac{1}{L_{\uparrow}} + \frac{1}{L_{\downarrow}}, \quad \left(\frac{Ar}{r}\right)^2 = \frac{1}{R_{\uparrow}} + \frac{1}{R_{\downarrow}}$$

である。

5

10

15

¹H. Sakaguchi, M. Nakamura, K. Hatanaka, A. Goto, T. (Noro, F. Ohtani, H. Sakamoto, H. Ogawa, and S. Kobayashi, Phys. Rev. C 26, 944(1982).

²H. Sakaguchi, M. Nakamura, K. Hatanaka, T. Noro, F. Ohtani, H. Sakamoto, H. Ogawa, and S. Kobayashi, Phys. Lett. 99B, 92(1982).

³J. P. Jeukenne, A. Lejeune, and C. Mahaux, Phys. Rev. C 10, 1391(1974).

⁴J. P. Jeukenne, A. Lejeune, and C. Mahaux, Phys. Rep. 25C, 83(1976).

⁵J. P. Jeukenne, A. Lejeune, and C. Mahaux, Phys. Rev. C 15, 10(1977).

⁶J. P. Jeukenne, A. Lejeune, and C. Mahaux, Phys. Rev. C 16, 80(1977).

⁷G. R. Satchler, J. Math. Phys. 13, 1118(1972).

⁸R. S. Mackintosh, Nucl. Phys. A266, 379(1976).

⁹A. M. Green, Phys. Lett. 24B, 384(1967).

¹⁰D. K. Srivastava, N. K. Ganguly, and P. E. Hodgson, Phys. Lett. 51B, 439(1974)

¹¹W. D. Meyyer, Nucl. Pys. A266, 379(1976).

¹²F. Petrovich, D. Stanley, and J.J. Bevelacqua, Phys. Lett. 71B, 259(1977).

¹³J. K. Hamilton and R. S. Mackintosh, J. Phys. G4, 557(1978).

¹⁴D. K. Srivastava and H. Rebel, Z. Phys. A315, 225(1984),

and references therein.

¹⁵D. L. Hendrie, N. K. Glendenning, B. G. Harvey, O. N. Jarvis, H. H. Duham, J. Saudinos, and J. Mahoney, Phys. Lett. 26B, 127(1968).

¹⁶C. H. King, J. E. Finck, G. M. Crawley, J. A. Nolen, Jr., and R. M. Ronningen, Phys. Rev. C20, 2084(1979).

¹⁷M. L. Barlett, J. A. McGill, L. Ray, M. M. Barlett, G. W. Hoffmann, N. M. Hintz, G. S. Kyle, M. A. Franey, and G. Blanpied, Phys. Rev. C22, 1168(1980).

¹⁸R. M. Ronningen, G. M. Crawley, N. Anantaraman, S. M. Banks, B. M. Spicer, G. G. Shute, V. C. Officer, J. M. R. Wastell, D. W. Devins, and D. L. Friesel, Phys. Rev. C28, 123(1983).

¹⁹F. Ohtani, H. Sakaguchi, M. Nakamura, T. Noro, H. Sakamoto, H. Ogawa, T. Ichihara, M. Yosoi, and S. Kobayashi, Phys. Rev. C28, 120(1983).

²⁰T. Ichihara, H. Sakaguchi, M. Nakamura, T. Noro, F. Ohtani, H. Sakamoto, H. Ogawa, M. Yosoi, M. Ieiri, N. Isshiki, and S. Kobayashi, Phys. Rev. C29, 1228(1984).

²¹B. G. Lay, S. M. Banks, B. M. Spicer, G. G. Shute, V. C. Officer, R. M. Ronningen, G. M. Crawley, N. Anantaraman, and R. P. DeVito, Phys. Rev. C32, 440(1985).

²²H. Clement, R. Frick, G. Graw, F. Merz, H. J. Scheerer, P. Schiemenz, N. Seichert, and S. T. Hsun, Phys. Rev. Lett. 48, 1082(1982).

²³K. Hatanaka, N. Matsuoka, T. Saito, K. Hosono, M. Kondo, S. Kato, T. Higo, S. Matsuki, and K. Ogino, Nucl. Phys. A403, 109(1983).

²⁴T. Baker, A. Scott, R. C. Styles, T. H. Kruse, K. Jones, and R. Suchanek, Nucl. Phys. A351, 63(1981).

²⁵T. Cooper, W. Bertozzi, J. Heisenberg, S. Kowalski, W. Turchinets, C. Williamson, L. Cardman, S. Fivozinsky, J. Lightbody, Jr., and S. Penner, Phys. Rev. C13, 1083(1976).

²⁶C. W. Creswell, Ph.D. thesis, MIT, 1977 (unpublished).

²⁷T. Sasamura, Ph.D. thesis, MIT, 1979 (unpublished).

²⁸R. M. Ronningen, J. H. Hamilton, L. Varnell, J. Lange, A. V. Ramayya, G. Garcia-Bermudez, W. Lourens, L. L. Riedinger, F. K. McGowan, P. H. Stelson, R. L. Robinson, and J. L. C. Ford, Jr., Phys. Rev. C16, 2208(1977).

²⁹I. Y. Lee, J. X. Saladin, J. Holden, J. O'Brien, C. Baktash, C. E. Bemis, Jr., P. H. Stelson, F. K. McGowan, W. T. Milner, J. L. C. Ford, Jr., R. L. Robinson, and W. Tuttle, Phys. Rev. C12, 1483(1975).

³⁰R. M. Ronningen, F. Todd Baker, Alan Scott, T. H. Kruse, R. Suchanek, W. Savin, and J. H. Hamilton, Phys. Rev. Lett. 40, 364(1978).

³¹H. Fisher, D. Kamke, H. J. Kittling, E. Kuhlmann, H. Plicht, and R. Schormann, Phys. Rev. C15, 921(1977).

³²K. A. Erb, J. E. Holden, I. Y. Lee, J. X. Saladin, and T. K. Saylor, Phys. Rev. Lett. 29, 1010(1972).

³³K. Imai, N. Tamura, and K. Nishimura, Research Center for Nuclear Physics Annual Report, 1976, p. 76.

³⁴T. Ichihara, H. Sakaguchi, K. Hatanaka, M. Fujiwara, and K. Hosono, Research Center for Nuclear Physics Annual Report, 1981, p. 194.

³⁵S. Kato, K. Okada, M. Kondo, A. Shimizu, K. Hosono, T. Saito, N. Matsuoka, S. Nagamachi, K. Nishimura, N. Tamura, K. Imai, K. Egawa, M. Nakamura, T. Noro, H. Shimizu, K. Ogino, and Y. Kadota, Nucl. Instrum. Methods, 169, 589(1980).

³⁶G. Sletten, and P. Knudsen, Nucl. Instrm. Methods 102, 459(1972).

³⁷J. F. Ziegler, Helium Stopping Power and Ranges in All Elements. vol. 4(Pergamon Press, New York, 1977).

³⁸H. Ikegami, S. Morinobu, I. Katayama, M. Fujiwara, and S. Yamabe, Nucl. Instrum. Methods 175, 335(1980).

³⁹I. Katayama, Y. Fujita, M. Fujiwara, S. Morinobu, T. Yamazaki, and H. Ikegami, Research Center for Nuclear Physics Annual Report, 1978, p. 178.

⁴⁰Y. Fujita, M. Fujiwara, I. Katayama, S. Morinobu, T. Yamazaki, and H. Ikegami, Research Center for Nuclear Physics Annual Report, 1979, p. 183.

⁴¹Y. Fujita, K. Nagayama, M. Fujiwara, S. Morinobu, T. Yamazaki, and H. Ikegami, Nucl. Instrum. Methods 196, 249(1982).

⁴²I. Katayama, and H. Ogata, Nucl. Instrum. Methods 174, 295(1980).

- ⁴³S. Morinobu (private communications).
- ⁴⁴J. Raynal, code ECIS79, Saclay (unpublished).
- ⁴⁵J. Raynal, International Atomic Agency Report IAEA-5MR-818, 1972, p. 75.
- ⁴⁶B. R. Mottelson and S. G. Nilsson, K. Danske Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Skr. 1, No. 8(1959).
- ⁴⁷F. A. Brieva and J. R. Rook, Nucl. Phys. A297, 206(1978).
- ⁴⁸F. A. Brieva and B. Z. Georgiev, Nucl. Phys. A308, 27(1978).
- ⁴⁹G. F. Bertsch, Phys. Lett. 26B, 130(1968); M. A. Preston and R. K. Bhaduri, Structure of the Nucleus. (Reading, Mass., Addison-Wesley, 1975).
- ⁵⁰G. Nilsson, Chin Fu Tsang, A. Sobiczewski, Z. Szymanski, S. Wycech, C. Gustafson, I.-L. Lamm, P. Moller, and B. Nilsson, Nucl. Phys. A131, 1(1969).
- ⁵¹F. A. Brieva, and J. R. Rook, Nucl. Phys. A291, 317(1977).
- ⁵²N. Yamaguchi, S. Nagata, and T. Matsuda, Prog. Theor. Phys. 73, 459(1983) and private communications.
- ⁵³V. Bernard and Nguyen Van Giai, Nucl. Phys. A327, 397(1979).
- ⁵⁴S. Fantoni, B. L. Friman, and V. R. Pandharipande, Phys. Lett. 104B, 89(1981)
- ⁵⁵J. W. Negele and K. Yazaki, Phys. Rev. Lett. 47, 71(1981).
- ⁵⁶G. R. Satchler and W. G. Love, Phys. Rep. 55, 183(1979).
- ⁵⁷J. W. Negele and G. Rinker, Phys. Rev. C15, 1499(1977).

表2-1 ターゲット フォイルの厚さと純度

Target	Thickness(mg/cm ²)	Enrichment(%)
¹⁷⁸ Hf	1.88	91.94
¹⁸⁰ Hf	1.86	93.65
¹⁸² W	1.57 ^a 3.43 ^b	94.4
¹⁸⁴ W	1.93	94.8

^a この フォイル は 前方 ($\theta_{\text{Lab}} \leq 36^\circ$) の測定で 使用。

^b この フォイル は 後方 ($\theta_{\text{Lab}} > 36^\circ$) の測定で 使用。

表 2-2 RAIDEN の性能

Mean orbit radius	150 cm
Deflection angle	160°
Focal plane { length	180 cm
tilt angle	52°
Maximum Bρ	2,400 kG cm
Magnification { horizontal ¹⁾	1.3
vertical	4.0
Momentum dispersion ¹⁾	2,700 cm
Mometum range	6 %
Momentum resoltuion $P/\Delta P$ ²⁾	20,400
Acceptance angle { horizontal	± 45 mr
vertical	± 70 mr
Solid angle	13 msr

1) Values are given along the focal line.

2) The source width of 0.1 cm is assumed.

表3-1 テネル結合解析で得たDCPの深さ 半径及び diffuseness パラメータ

Nucleus	V_R	r_R	a_R	W_V	r_{wv}	a_{wv}	W_S	r_{ws}	a_{ws}	V_{ls}	r_{ls}	a_{ls}	$\chi^2/N(0^+)$	Renorm.
$^{178}\text{Hf}^a$	38.323	1.220	0.7284	8.087	1.093	0.8180	5.680	1.237	0.6337	5.544	1.154	0.6705	1.51	0.96
$^{180}\text{Hf}^a$	37.980	1.219	0.7261	9.130	1.063	0.8043	5.417	1.252	0.6347	5.509	1.124	0.7030	1.64	0.86
$^{182}\text{W}^a$	37.604	1.231	0.6976	10.075	0.869	1.0324	6.555	1.212	0.6515	5.416	1.140	0.6963	1.92	0.79
$^{184}\text{W}^a$	38.439	1.217	0.7253	8.521	1.049	0.7781	5.875	1.236	0.6633	5.569	1.125	0.7110	1.67	1.19
$^{178}\text{Hf}^b$	39.459	1.209	0.7159	8.590	1.345	0.6122	2.591	1.252	0.4466	5.830	1.143	0.6317	0.74	1.01
$^{180}\text{Hf}^b$	39.458	1.207	0.7393	8.805	1.349	0.6203	2.040	1.259	0.4498	5.804	1.134	0.6612	0.80	0.91
$^{182}\text{W}^b$	39.995	1.202	0.7424	8.290	1.259	0.5719	2.105	1.256	0.4663	5.853	1.130	0.6617	0.70	0.88
$^{184}\text{W}^b$	38.710	1.204	0.7358	8.182	1.362	0.5734	2.005	1.246	0.5425	5.836	1.114	0.6899	0.97	1.24

^a ANALYSIS 1 の結果

^b ANALYSIS 2 の結果

$\chi^2/N(0^+)$ は 弾性散乱の1実験点当りの χ^2 の値

Renorm. は 微分断面積の規格化因子

表3-2 チャネル結合解析で得たDCPの変形パラメータ

Nucleus	β_2^R	β_4^R	β_6^R	β_2^{WV}	β_4^{WV}	β_6^{WV}	β_2^{WS}	β_4^{WS}	β_6^{WS}
	β_2^{1s}	β_4^{1s}	β_6^{1s}	β_2^C	β_4^C	β_6^C	$\chi^2/N(2^+)$	$\chi^2/N(4^+)$	$\chi^2/N(6^+)$
$^{178}\text{Hf}^a$	0.2470 0.2770	-0.0438 -0.0538	-0.0058 -0.0086	0.2924 0.3036	-0.0558 -0.0640	-0.0071 -0.0128	0.2462 1.82	-0.0448 3.63	-0.0068 12.24
$^{180}\text{Hf}^a$	0.2431 0.2836	-0.0567 -0.0738	-0.0020 -0.0032	0.3039 0.3001	-0.0792 -0.0843	-0.0024 -0.0056	0.2366 1.74	-0.0558 4.21	-0.0025 15.19
$^{182}\text{W}^a$	0.2256 0.2602	-0.0566 -0.0720	0.0014 0.0019	0.3641 0.2822	-0.0122 -0.0859	0.0060 0.0015	0.2349 1.92	-0.0616 3.04	0.0014 35.47
$^{184}\text{W}^a$	0.2183 0.2535	-0.0622 -0.0804	0.0037 0.0052	0.2817 0.2700	-0.0927 -0.0938	0.0066 0.0057	0.2153 1.86	-0.0621 2.56	0.0036 27.62
$^{178}\text{Hf}^b$	0.2529 0.2572	-0.0401 -0.0484	-0.0160 0.0230	0.2045 0.2719	-0.1017 -0.0579	0.0827 0.0306	0.2724 1.10	0.0163 2.81	-0.1704 0.89
$^{180}\text{Hf}^b$	0.2507 0.2613	-0.0562 -0.0575	-0.0110 0.0354	0.1965 0.2754	-0.0983 -0.0699	0.0812 0.0479	0.2514 1.28	0.0145 3.47	-0.2159 1.12
$^{182}\text{W}^b$	0.2382 0.2458	-0.0579 -0.0654	-0.0107 0.0250	0.1805 0.2574	-0.0956 -0.0771	0.0926 0.0330	0.2238 1.45	0.0090 2.00	-0.2440 1.65
$^{184}\text{W}^b$	0.2253 0.2390	-0.0615 -0.0812	-0.0027 0.0263	0.1761 0.2462	-0.1132 -0.0934	0.0970 0.0340	0.2403 1.68	-0.0773 1.69	-0.2640 1.80

^a ANALYSIS 1 の結果

^b ANALYSIS 2 の結果

$\chi^2/N(2^+)$, $\chi^2/N(4^+)$, $\chi^2/N(6^+)$ は、各励起状態の1実験点当りの χ^2 の値

表3-3 本実験と他の実験で得られた Q_2 モーメント と Q_4 モーメント

Nucleus	Reaction	real(or charge)		imaginary(potential)		spin-orbit(WSFF)		References
		$Q_2(\text{eb})$	$Q_4(\text{eb}^2)$	$Q_2(\text{eb})$	$Q_4(\text{eb}^2)$	$Q_2(\text{eb})$	$Q_4(\text{eb}^2)$	
^{178}Hf	(p,p') 65 MeV	2.311(22)	-0.083(13)					ANALYSIS 1
	(p,p') 65 MeV	2.350(24)	-0.065(12)	2.286(118)	-0.415(79)	2.081(92)	-0.030(30)	ANALYSIS 2
	Coulomb	2.204(12)	0.23($\frac{15}{21}$)					28
	excitation		-0.67(20)					
	Folded	2.103	-0.043	2.478	-0.057			a
^{180}Hf	(p,p') 65 MeV	2.260(24)	-0.174(13)					ANALYSIS 1
	(p,p') 65 MeV	2.304(35)	-0.170(14)	2.175(139)	-0.455(98)	2.098(107)	-0.059(36)	ANALYSIS 2
	Coulomb	2.176(10)	0.21($\frac{11}{16}$)					28
	excitation		-0.65(16)					
	Folded	2.122	-0.074	2.507	-0.113			a
^{182}W	(p,p') 65 MeV	2.182(24)	-0.201(13)					ANALYSIS 1
	(p,p') 65 MeV	2.231(24)	-0.205(11)	2.073(133)	-0.465(87)	2.006(90)	-0.141(29)	ANALYSIS 2
	Coulomb	2.053(15)	-0.63($\frac{34}{16}$)					29
	excitation							
	(α, α') 13-21 MeV	2.053	-0.30					29
	(α, α') 24 MeV	2.13(10)	-0.775(196)					24
	(p,p') 134 MeV	2.03(6)	-0.25($\frac{13}{33}$)					21
	Folded	2.028	-0.161	2.420	-0.222			a
^{184}W	(p,p') 65 MeV	2.080(27)	-0.249(12)					ANALYSIS 1
	(p,p') 65 MeV	2.117(25)	-0.238(11)	2.068(132)	-0.509(94)	1.896(120)	-0.232(32)	ANALYSIS 2
	Coulomb	1.94(2)	-0.68(25)					29
	excitation							
	(α, α') 13-21 MeV	1.94	-0.243					29
	(α, α') 24 MeV	2.30(21)	-0.427(122)					24
	Folded	1.919	-0.258	2.314	-0.358			a

^a folding モデル の 計算 で 得 た ポテンシャル の 値

表 4-1 ANALYSIS 2 で得た Q_6 モーメント

Nucleus	Real $Q_6(\text{eb}^3)$	Imaginary $Q_6(\text{eb}^3)$	spin-orbit $Q_6(\text{eb}^3)$
^{178}Hf	-0.133(13)	0.098(78)	0.014(39)
^{180}Hf	-0.129(16)	0.109(72)	0.076(39)
^{182}W	-0.130(13)	0.117(69)	0.032(44)
^{184}W	-0.090(17)	0.057(87)	0.022(39)

表 4-2 folding 計算で用いた matter 分布

	^{178}Hf	^{180}Hf	^{182}W	^{184}W
R_m	6.373	6.397	6.421	6.444
a_m	0.470	0.470	0.470	0.470
β_2^m	0.2722	0.2755	0.2575	0.2462
β_4^m	-0.0580	-0.0699	-0.0771	-0.0934
β_6^m	0.0306	0.0479	0.0331	0.0340
$Q_2^a(\text{eb})$	2.081	2.098	2.006	1.896
$Q_4^a(\text{eb}^2)$	-0.030	-0.059	-0.141	-0.232
$Q_6^a(\text{eb}^3)$	0.041	0.076	0.032	0.022

a : これらの値は ANALYSIS 2 の スピン軌道部分の
多重極モーメントに等しくとった。

表 4-3 DOP と folded ポテンシャルの体積々分と平均二乗半径

Nucleus		Real		Imaginary	
		J_R/A	$\langle r_R^2 \rangle$	J_W/A	$\langle r_W^2 \rangle$
		(MeVfm ³)	(fm ²)	(MeVfm ³)	(fm ²)
¹⁷⁸ Hf	ANALYSIS 2	331.3	36.39	111.0	42.71
	Folded	322.9	33.54	102.3	43.62
¹⁸⁰ Hf	ANALYSIS 2	328.9	36.39	110.8	42.88
	Folded	322.7	33.80	102.2	43.95
¹⁸² W	ANALYSIS 2	329.2	36.34	106.9	43.05
	Folded	323.1	33.85	101.8	44.08
¹⁸⁴ W	ANALYSIS 2	326.9	36.41	107.8	43.85
	Folded	322.8	34.02	101.7	44.32

図の説明

図 2-1 ; 阪大核物理研究センターのビームコースの配置図。

5 図 2-2 ; 図 2-1 と同じ。特にスリットの配置を含む。

図 2-3 ; サンプリリング型ポラリメータの配置図。

10 図 2-4 ; スパッタリング装置の概略図。試料はターゲットの台の上に、傾めに切ったグラフィイトブロックに入れて載せる。

図 2-5 ; 高分解能スペクトログラフ RAIDEN の配置図。

15 図 2-6 ; 今回の実験で使ったデータ収集の回路系。

図 2-7 ; 典型的なスペクトル。(a) $^{178}\text{Hf}(\vec{p}, p')$ $\theta_{\text{lab}} = 52^\circ$ の場合。(b) $^{178}\text{Hf}(\vec{p}, p')$ $\theta_{\text{lab}} = 20^\circ$ の場合。

図 2-8 ; 基底状態と 2^+ 励起状態に近づくピーク分離。 $^{178}\text{Hf}(\vec{p}, p')$ $\theta_{\text{lab}} = 36^\circ$ の場合。実線

が計算値と表わす。

図 2-9 ; 実験で得た微分断面積, 偏極分解能
とチャネル結合計算の結果。黒丸が
実験結果, 実線が ANALYSIS 2 点線が
ANALYSIS 1 の計算値である。

図 3-1 , DOP の各項の Q_2 及び Q_4 モーメント。
ANALYSIS 2 の結果が白丸 (実中心力部分),
白四角 (虚数部分), 白三角 (スピニ軌道部分)
であり, 十字が電荷分布の Q_2 モー
メントである。また folding モデル計算の
結果は, 黒丸 (実中心力部分) と黒四
角 (虚数部分) で示されている。

図 3-2 ; 実中心力部分とスピニ軌道部分の多
重極モーメントに対する χ^2 の等高線
図。 $^{178}\text{Hf}(\vec{p}, p')$ の場合。数字は χ^2 の最小
値からの増加率を % で示したものの。

図 3-3 ; ANALYSIS 2 の実中心力部分の多重極モ
ーメントの変化に対する各状態毎の
1 実験点当りの χ^2 の値。

図 3-4 , 65 MeV の (p, p') で得られた変形核の Q_2 ,

Qu モーメント。 ^{166}Er , ^{168}Er , ^{174}Yb 及び ^{176}Yb の
値は Ichihara et al. (Ref. 20) と引用した。

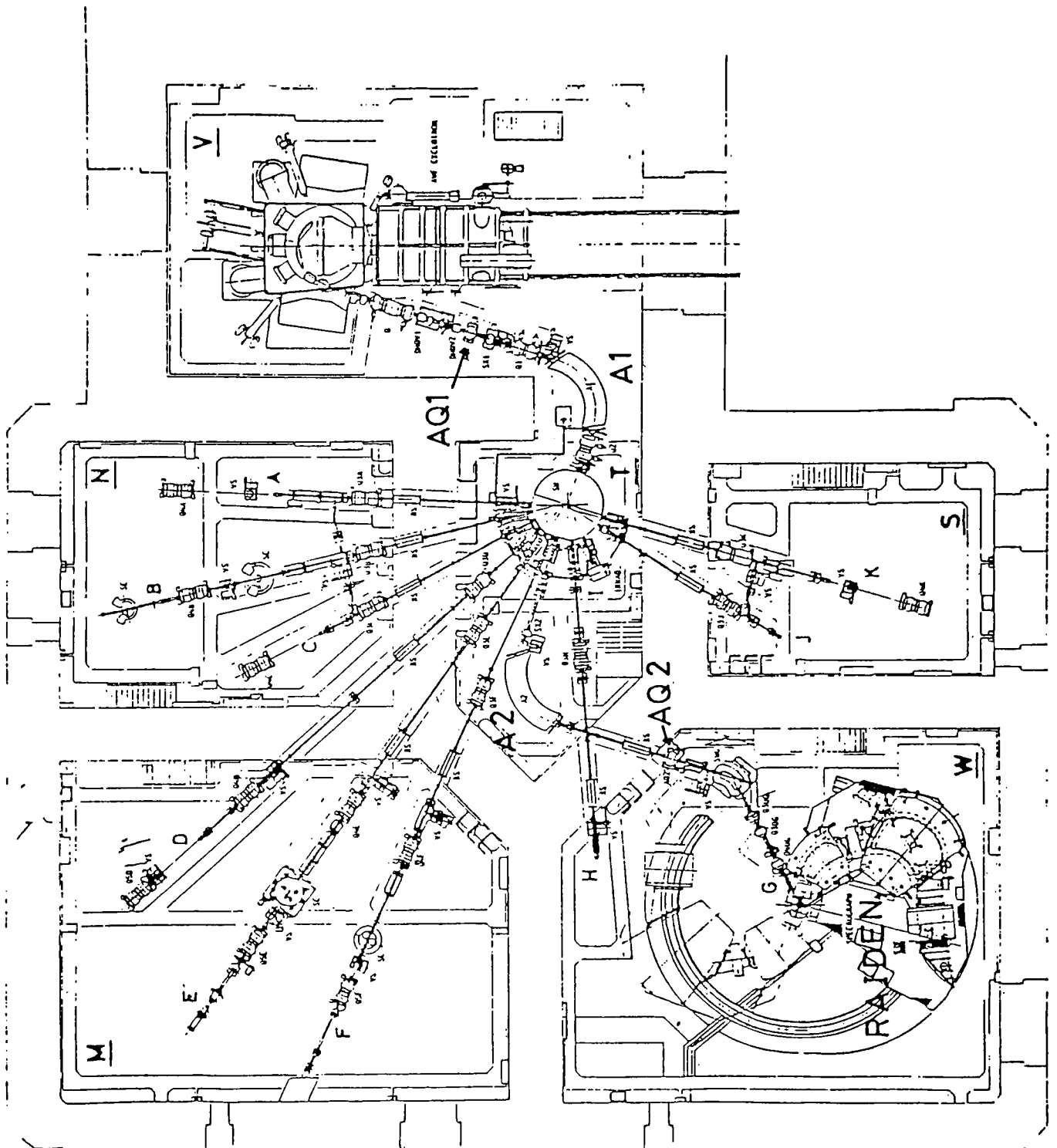
図 4-1, Brieda et al. (Ref. 48) が folding モデルの計
算で得た folding ポテンシヤルの多重
極モーメントの matter 分布の多重極
モーメントに対する増加率。上図が
実中心力部分、下図が虚数部分の結果である。

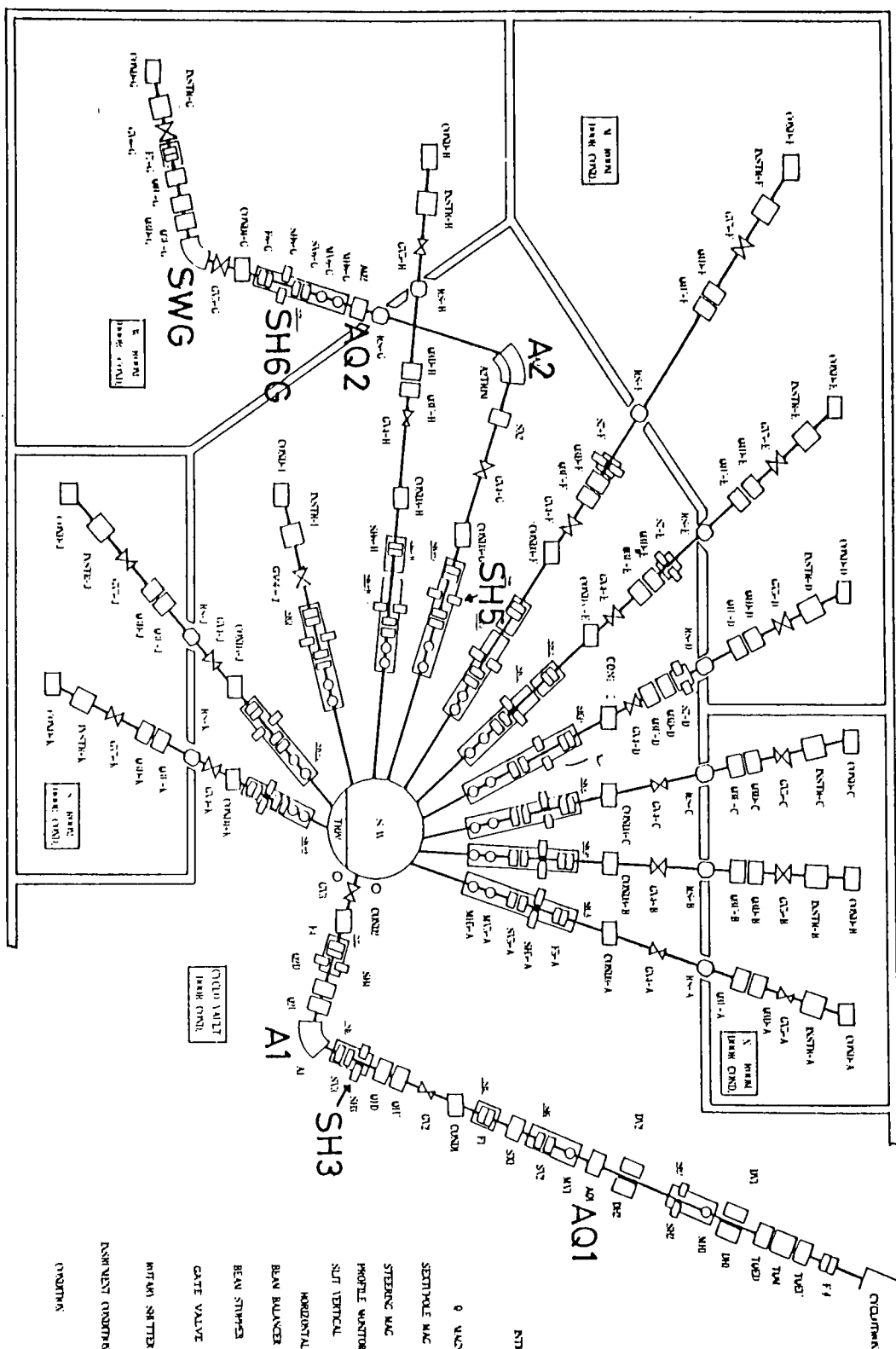
図 4-2; ANALYSIS 2 で得たドロップの各項の Q_6 モー
メント。白丸が実中心力部分、白
四角が虚数部分、白三角がスピン軌
道部分を表わす。

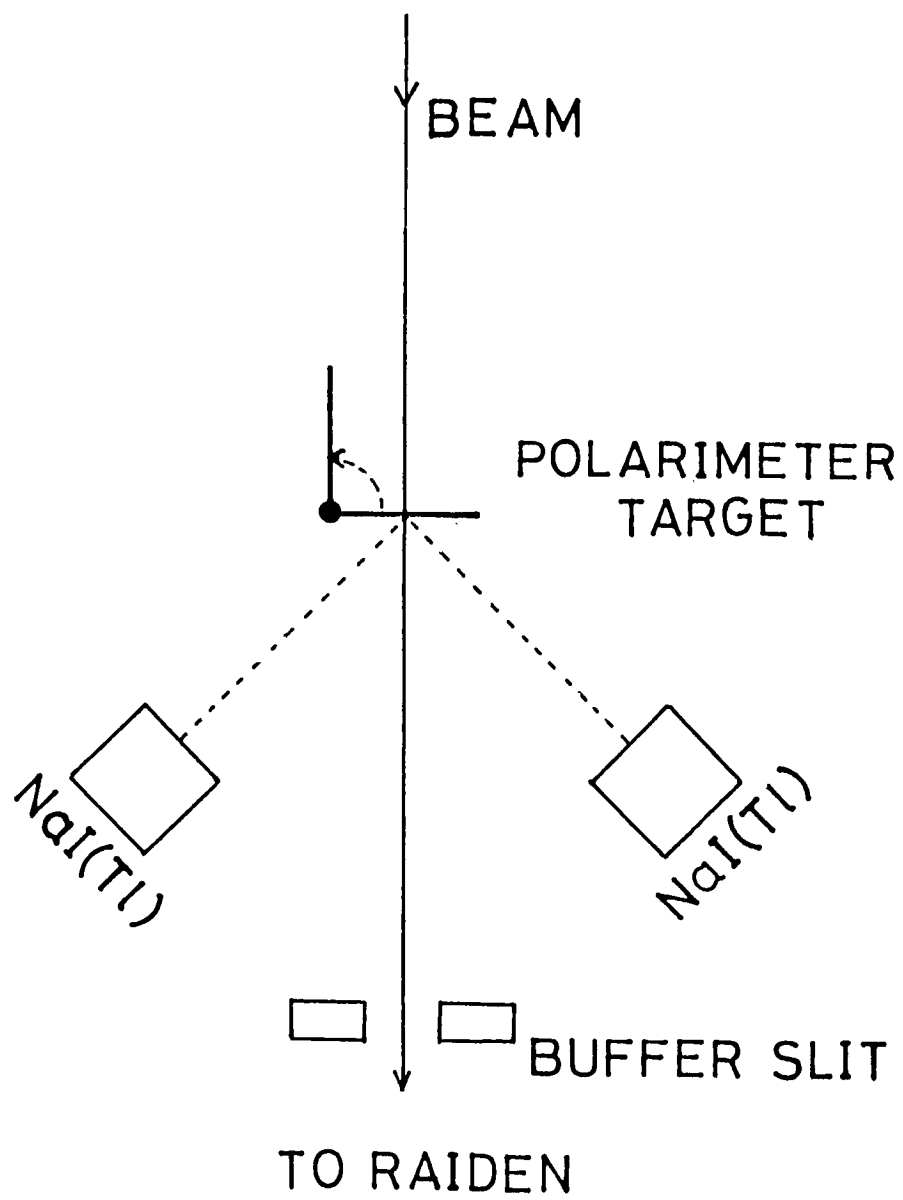
図 4-3, Nilsson モデルに基づく計算 (Ref. 50) で得
られた変形核の β_6 変形パラメータ。
白丸は ANALYSIS 2 の実中心力部分の値
である。

図 4-4, ANALYSIS 2 (実線) と folding 計算 (点線) で求め
たポテンシヤルの形。 ^{178}Hf の場合を
表わす。(a) 実中心力部分。(b) 虚数部
分。

図 4-5 ; ANALYSIS 2 と folding 計算で得たポラニシ
ャルの体積々分 (上図) と平均二乗半径
(下図)。どちらの図も左側の目盛りが
実中心力部分、右側の目盛りが虚数
部分を表わし、白丸は ANALYSIS 2 の実
中心力部分、白四角は、同虚数部分
黒丸が folded ポラニシャルの実中心力
部分、黒四角が同虚数部分を表わし
ている。







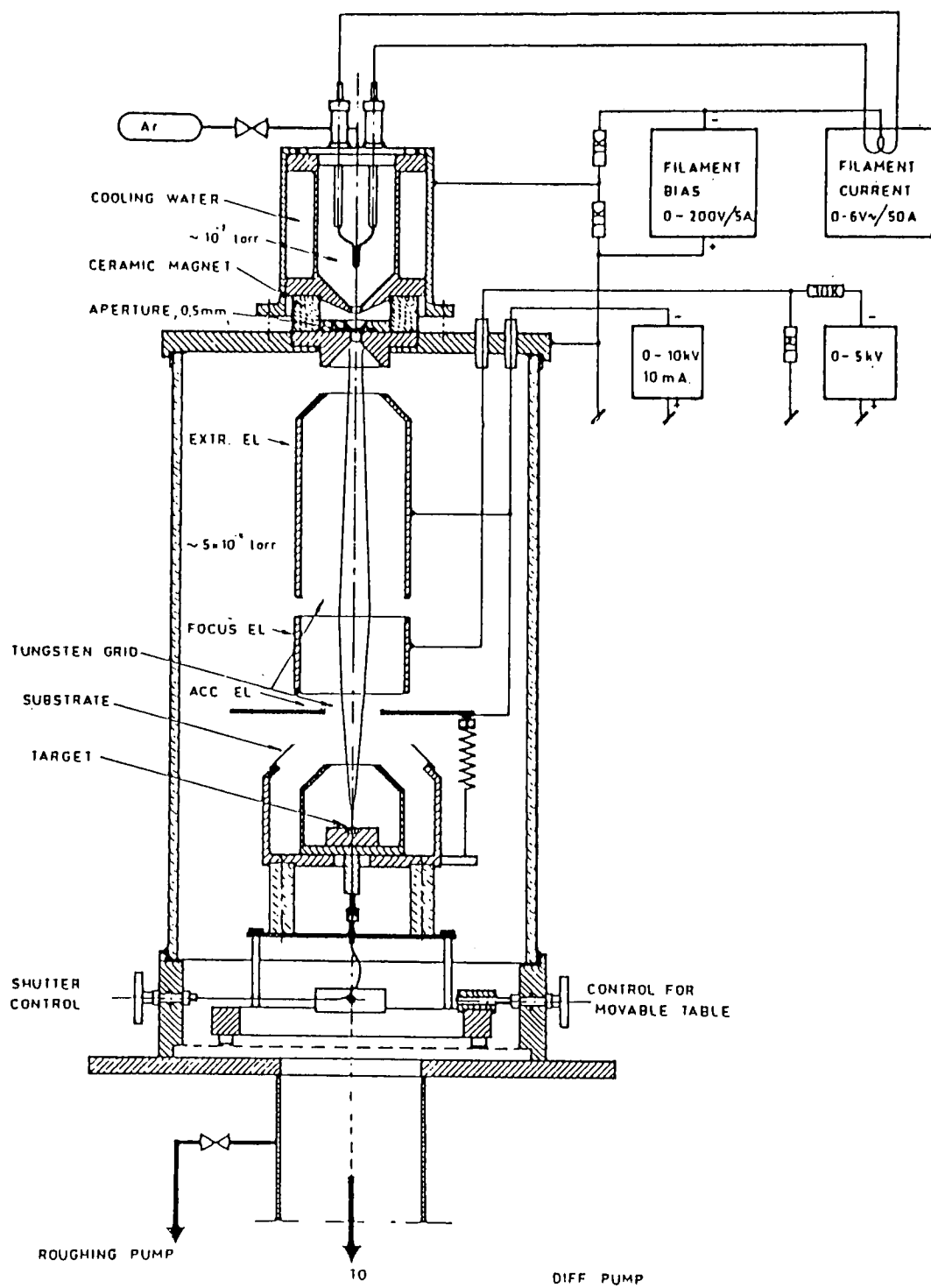
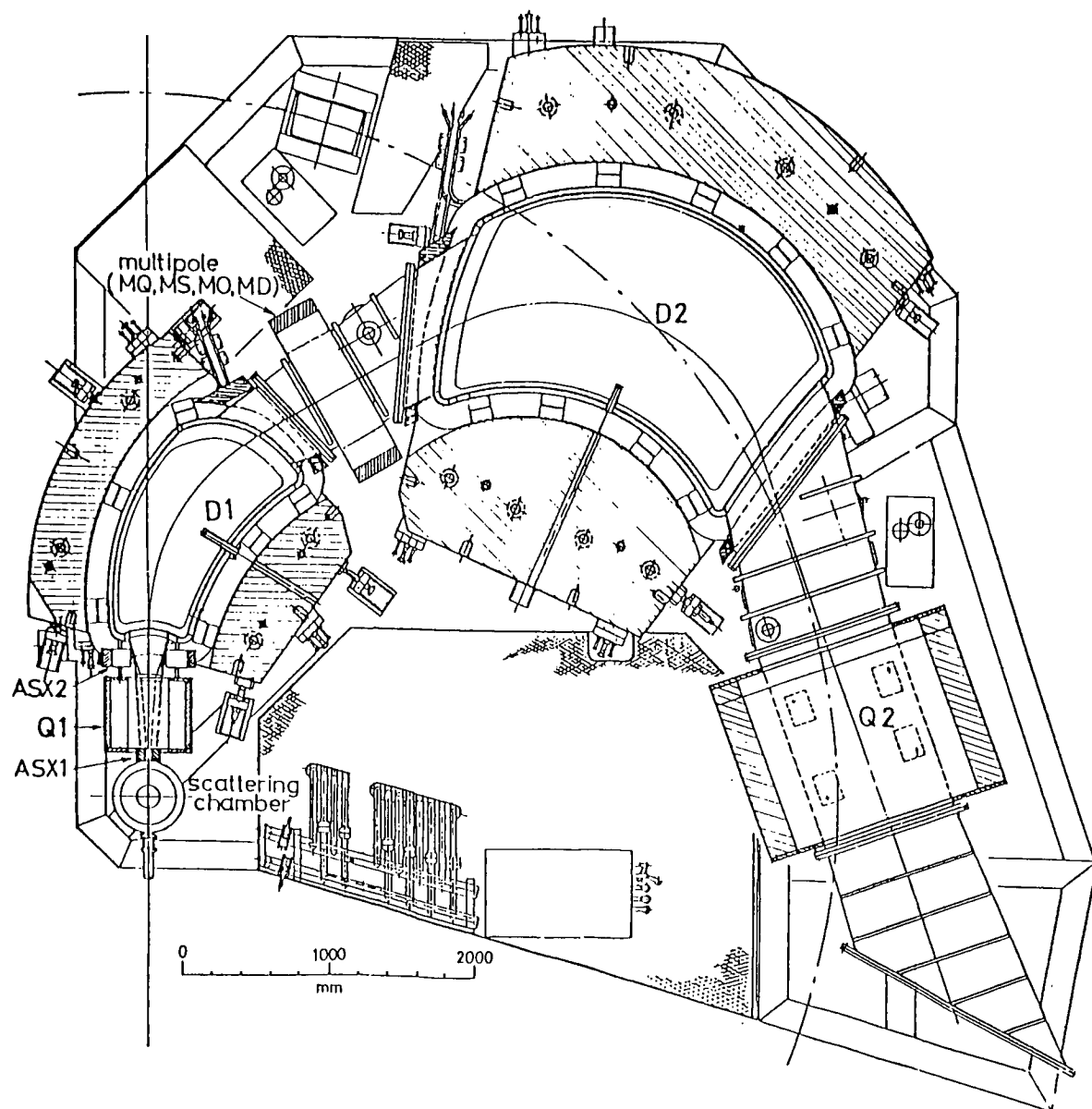
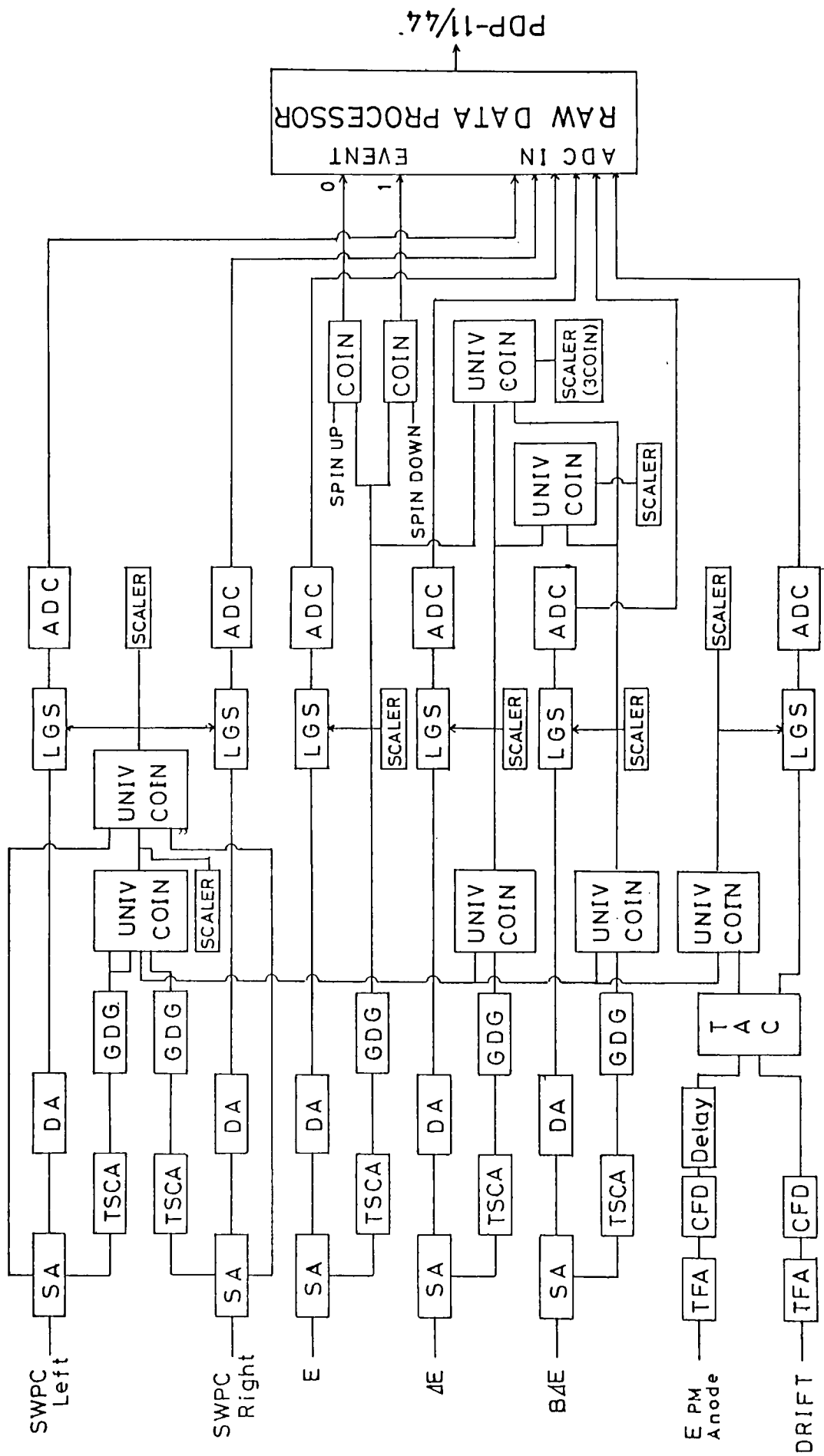
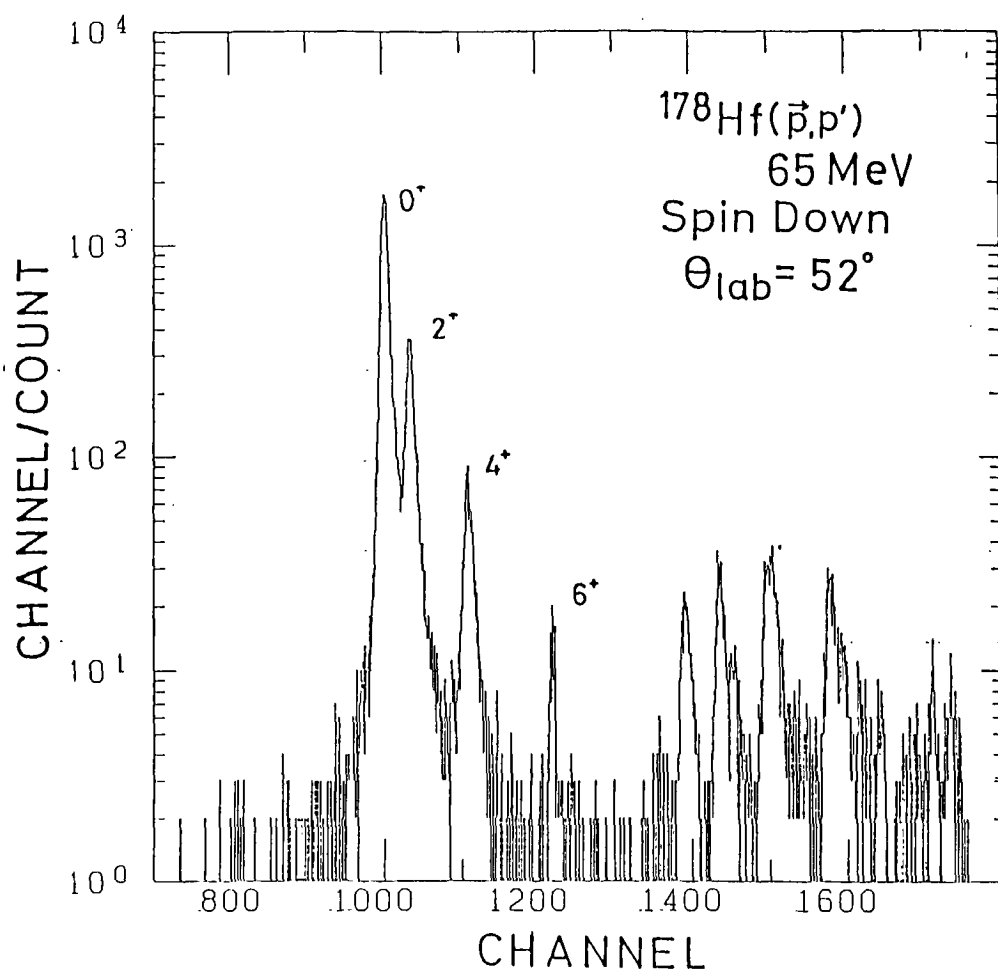
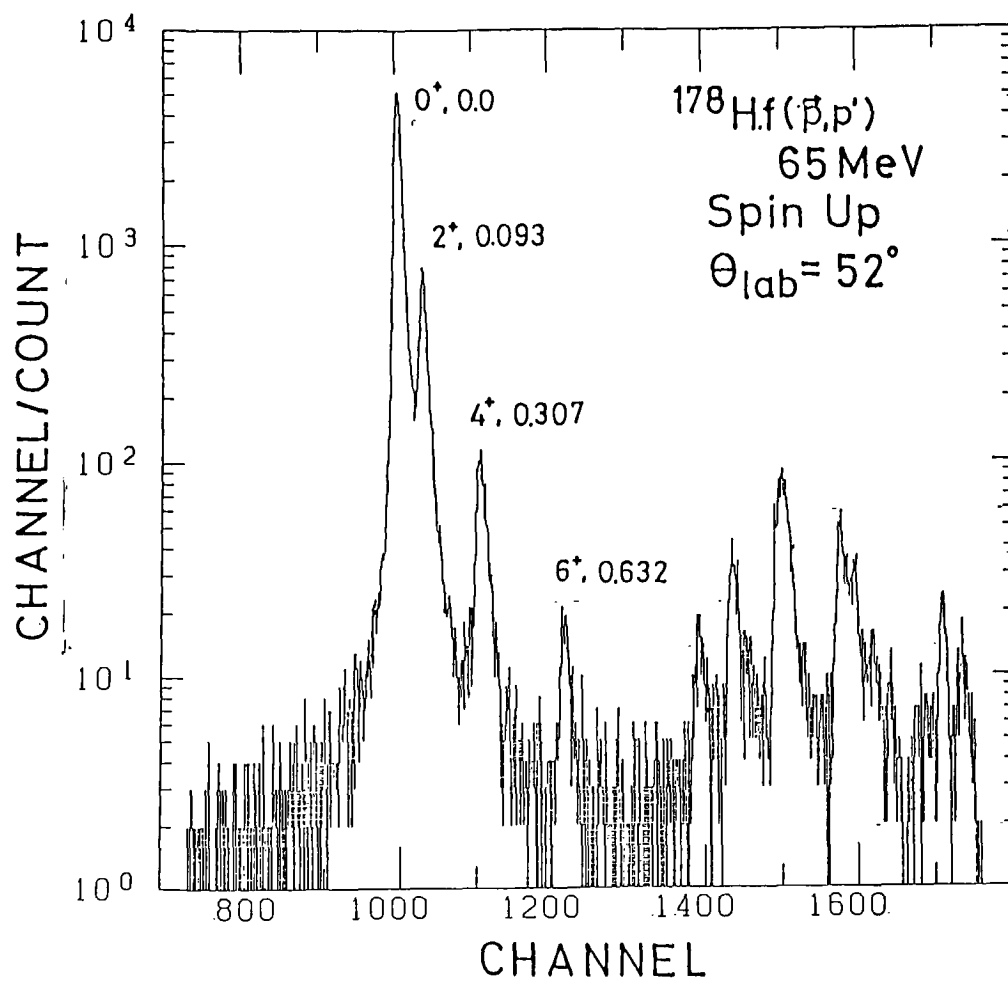


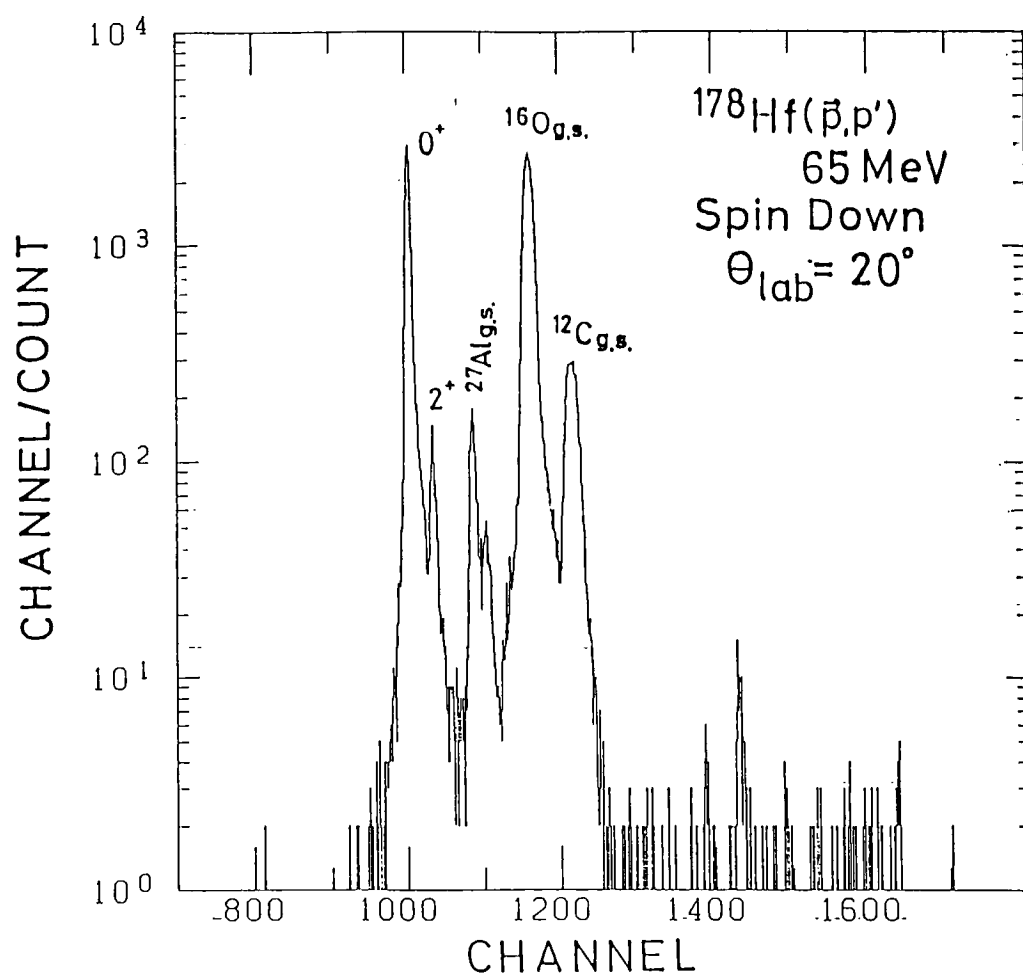
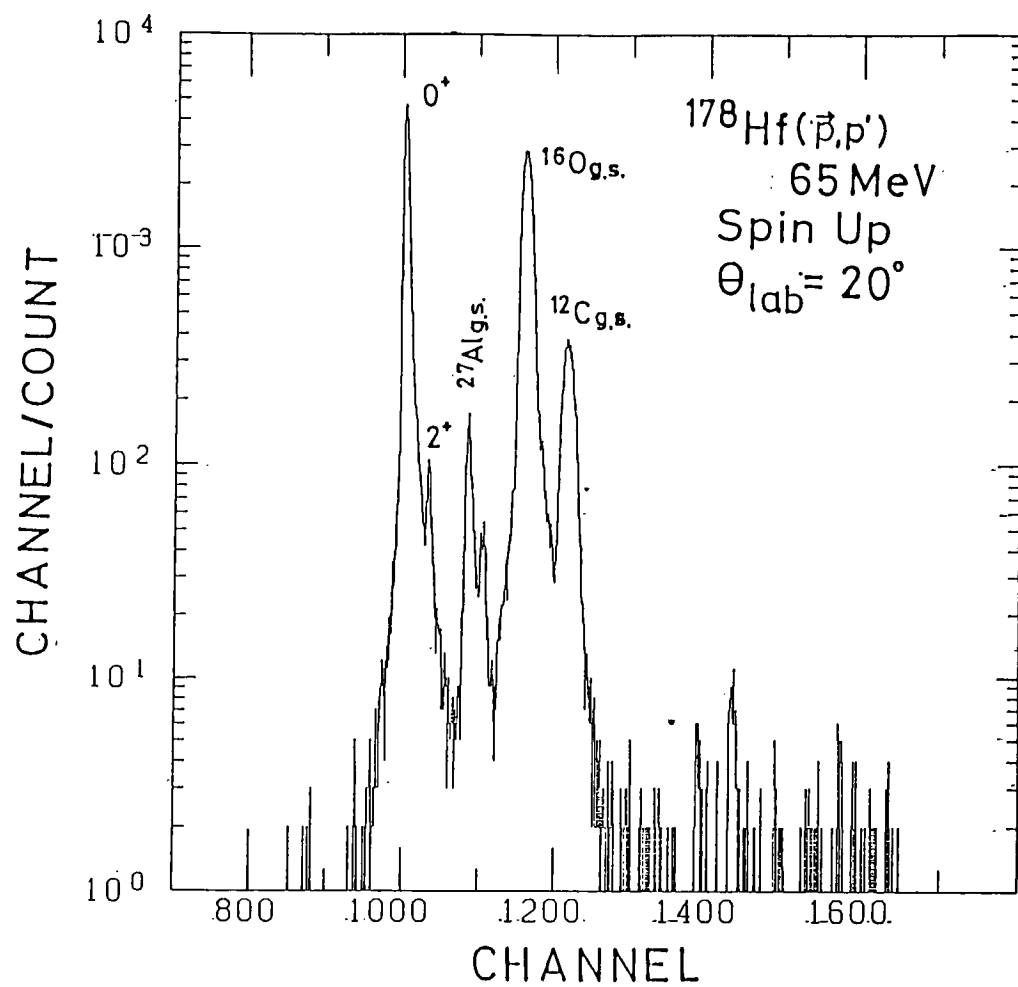
图 2-4





PDP-11/44





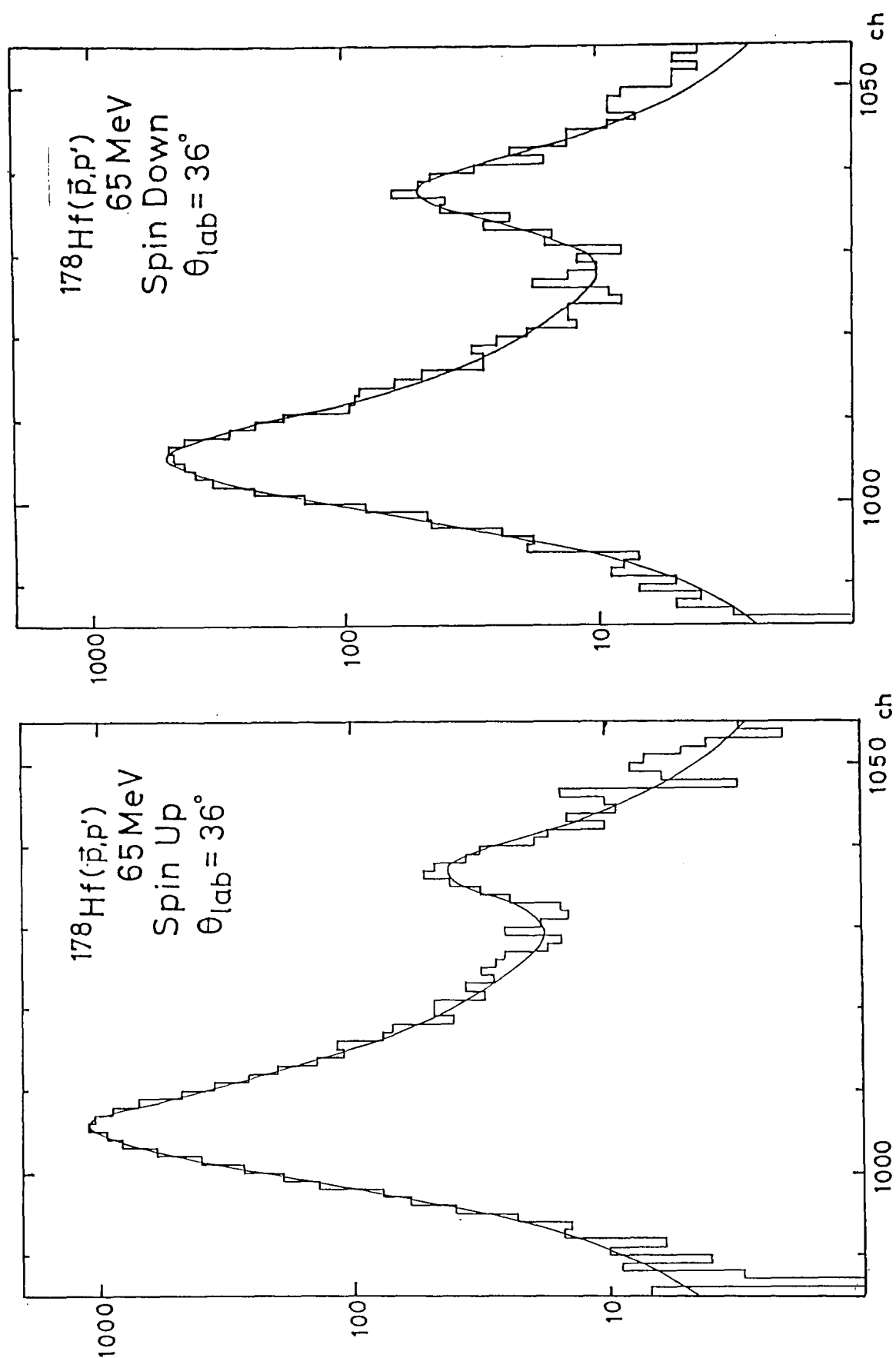


图 2-8

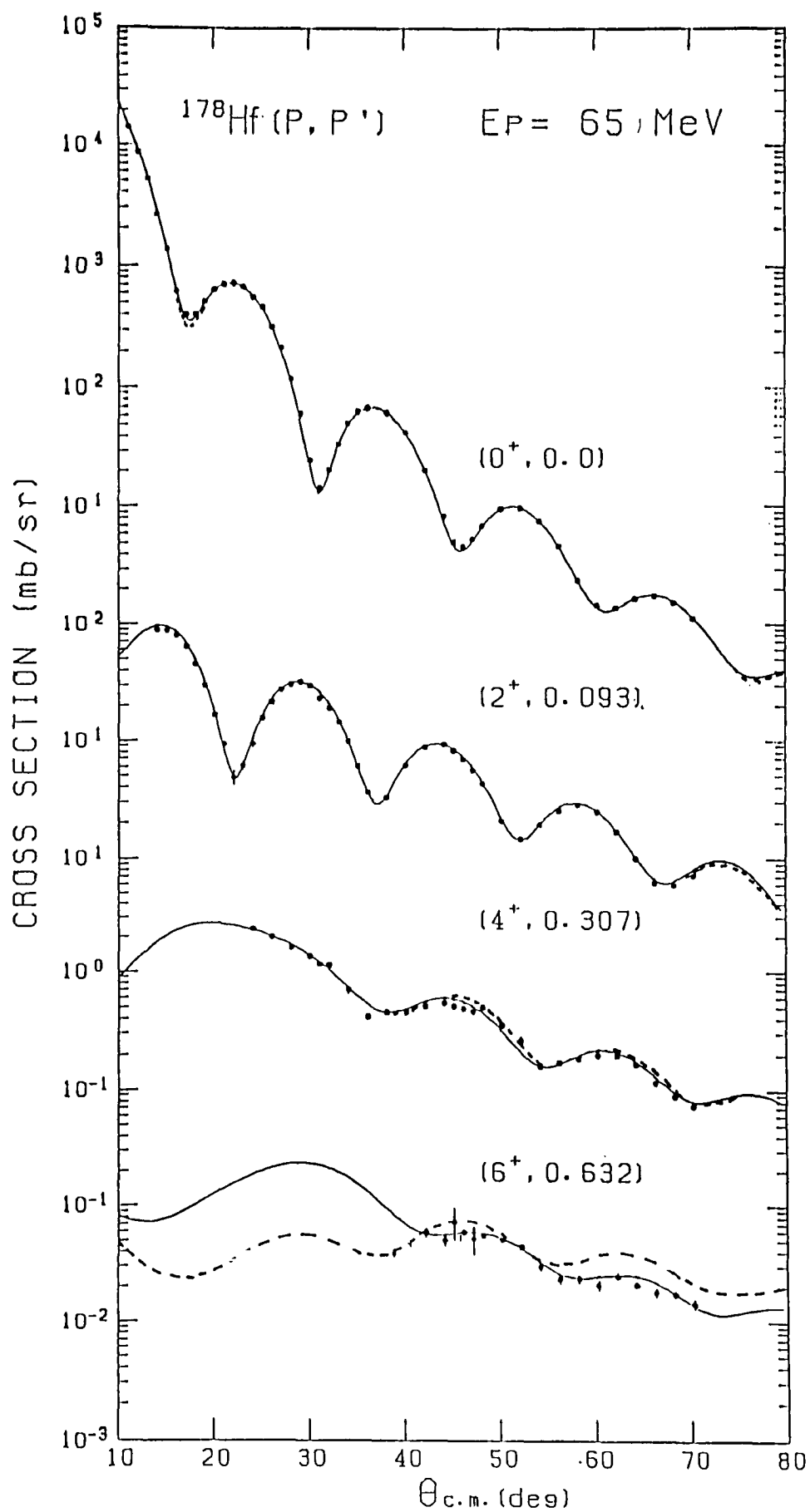


图 2-9 (a) 微分断面积

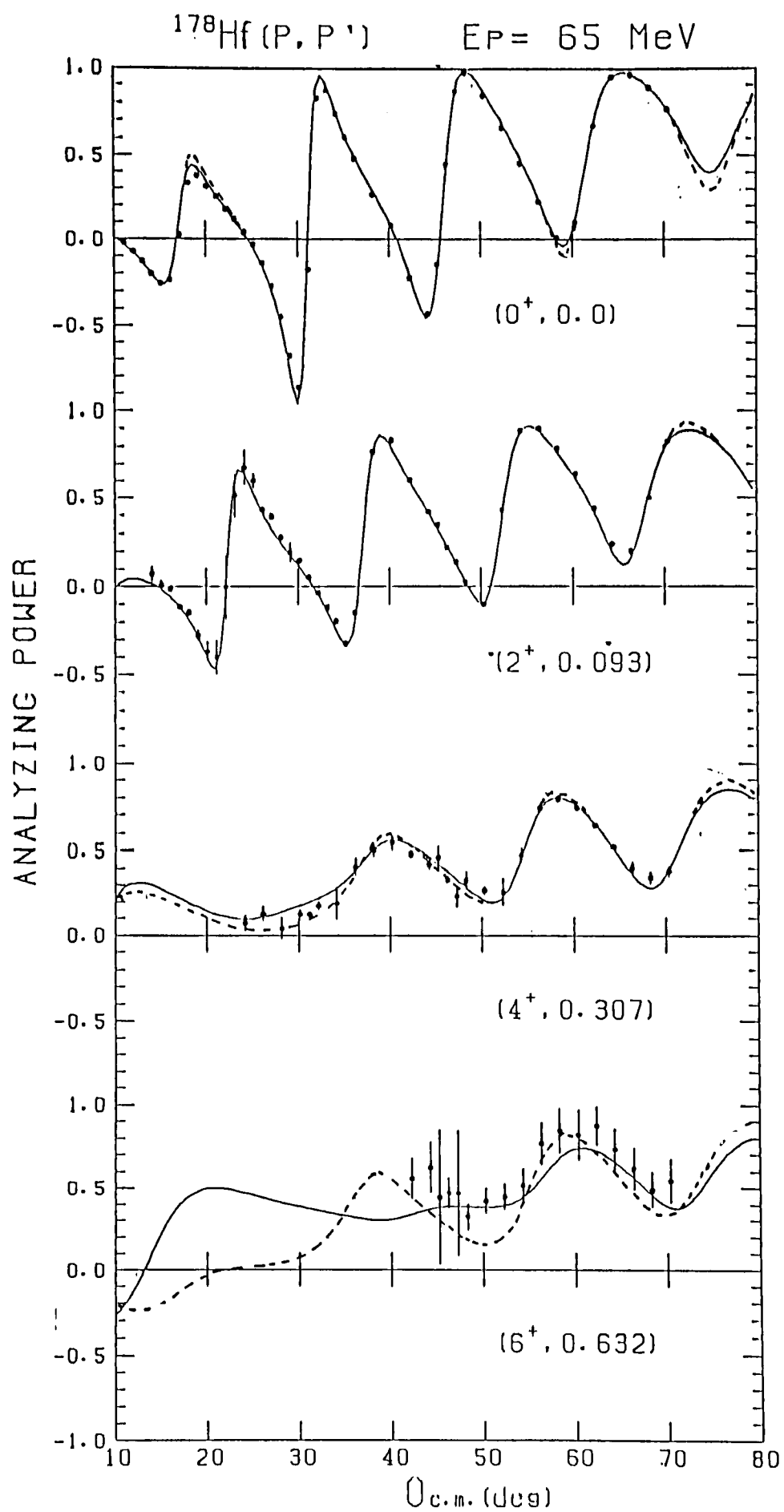


图 2-9 (a) 偏极分解能

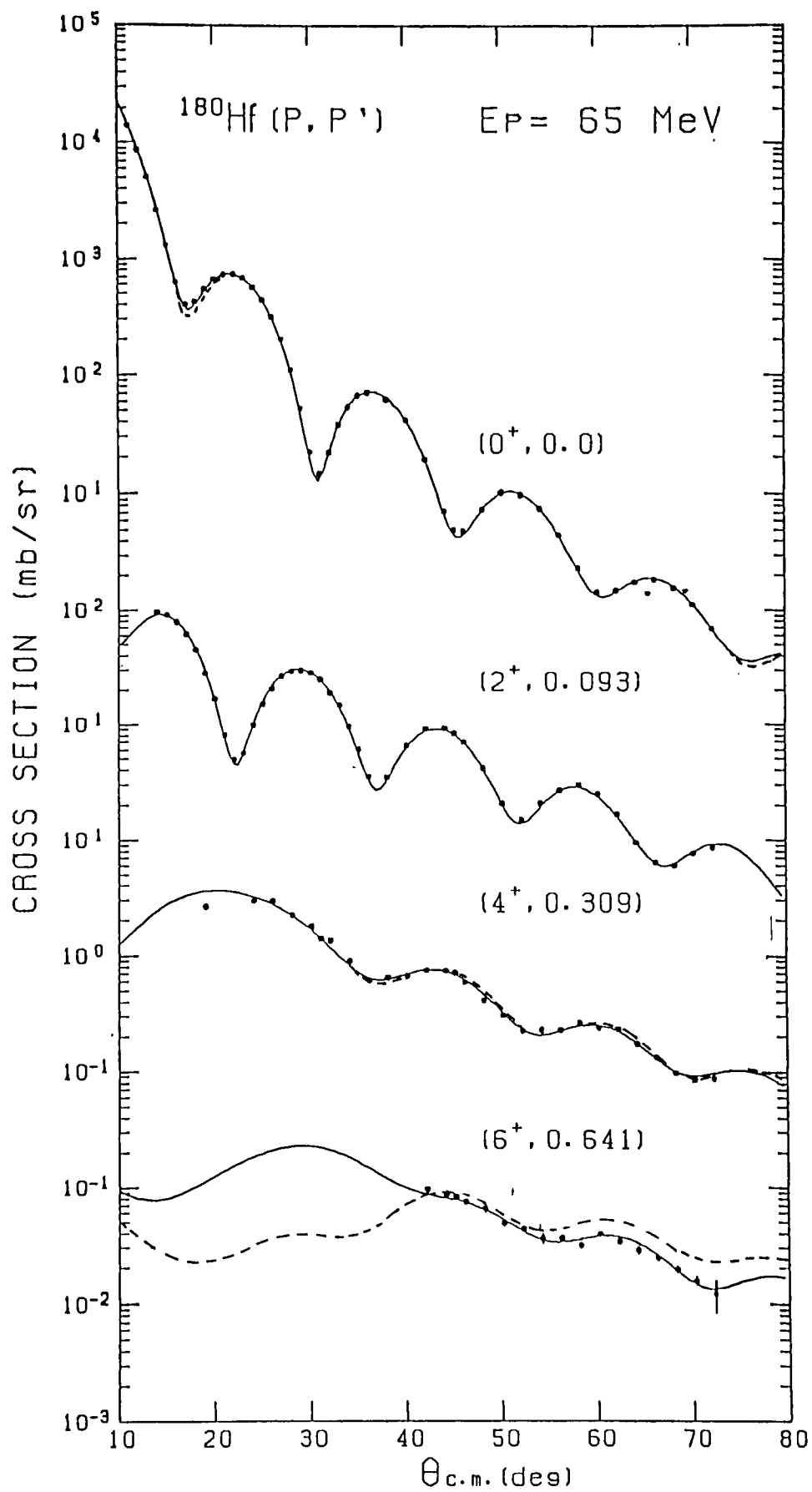


圖 2-9 (b) 微分斷面積

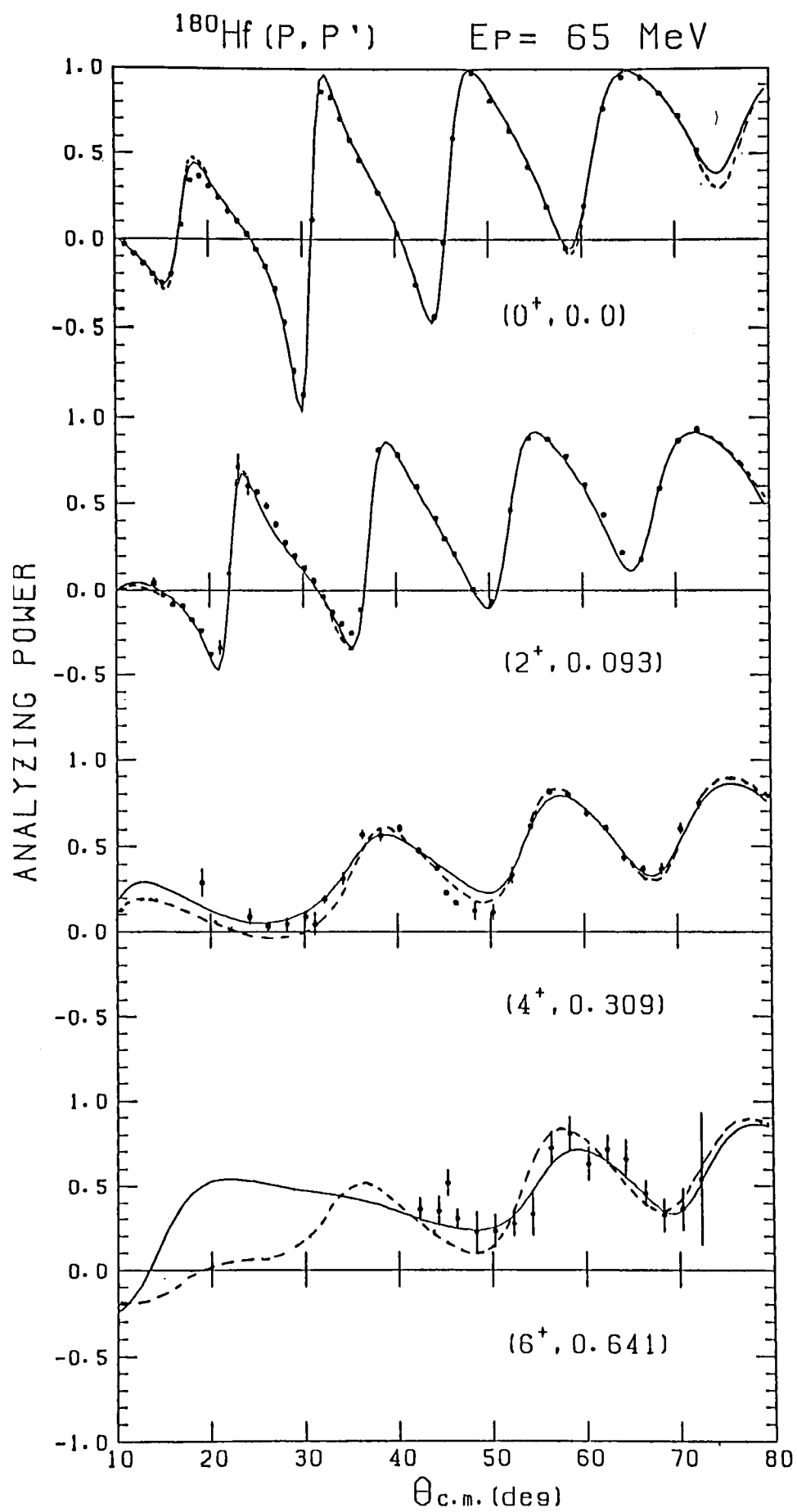


图 2-9 (b) 偏极分解能.

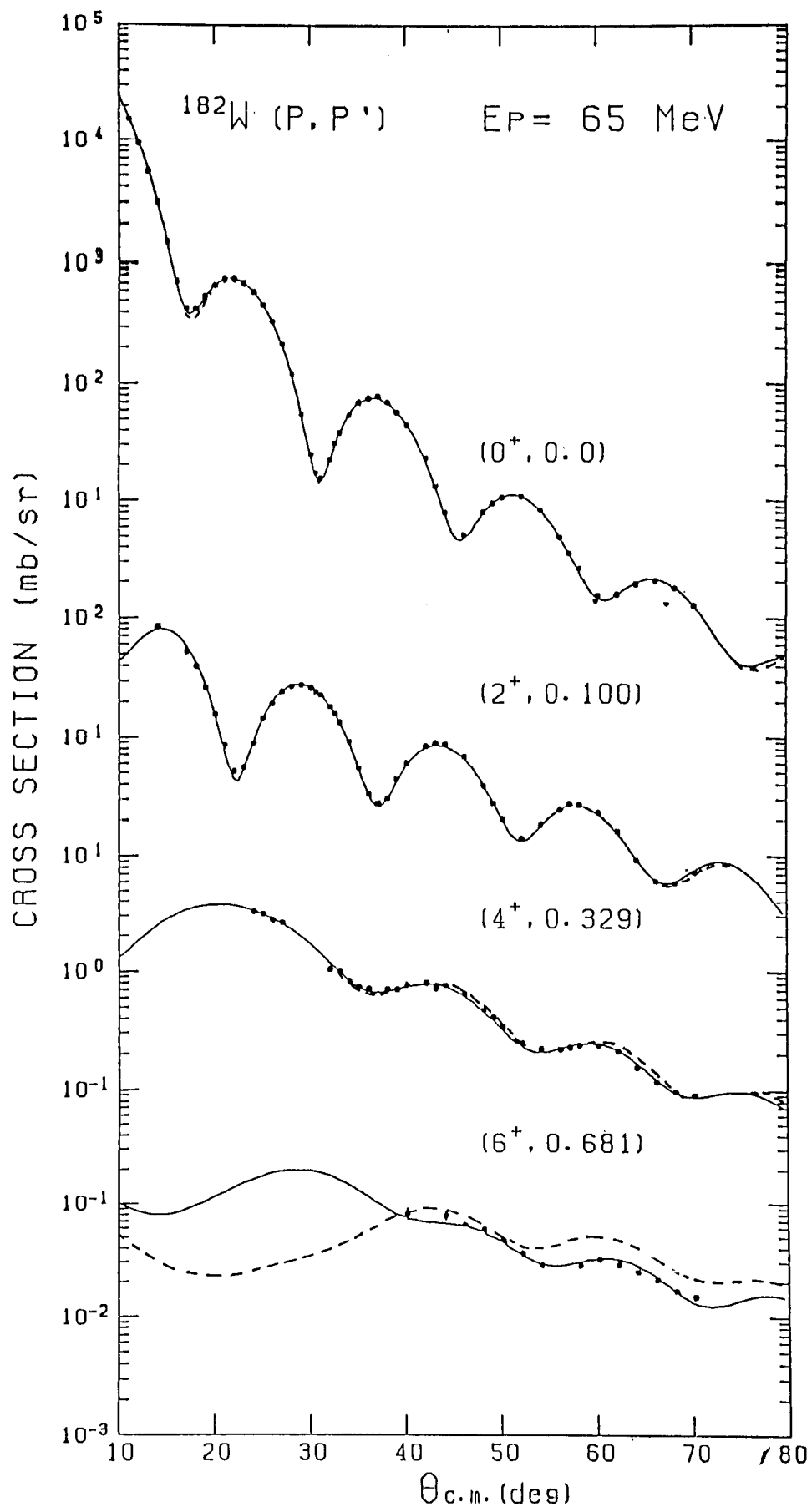


图 2-9 (c) 微分断面積

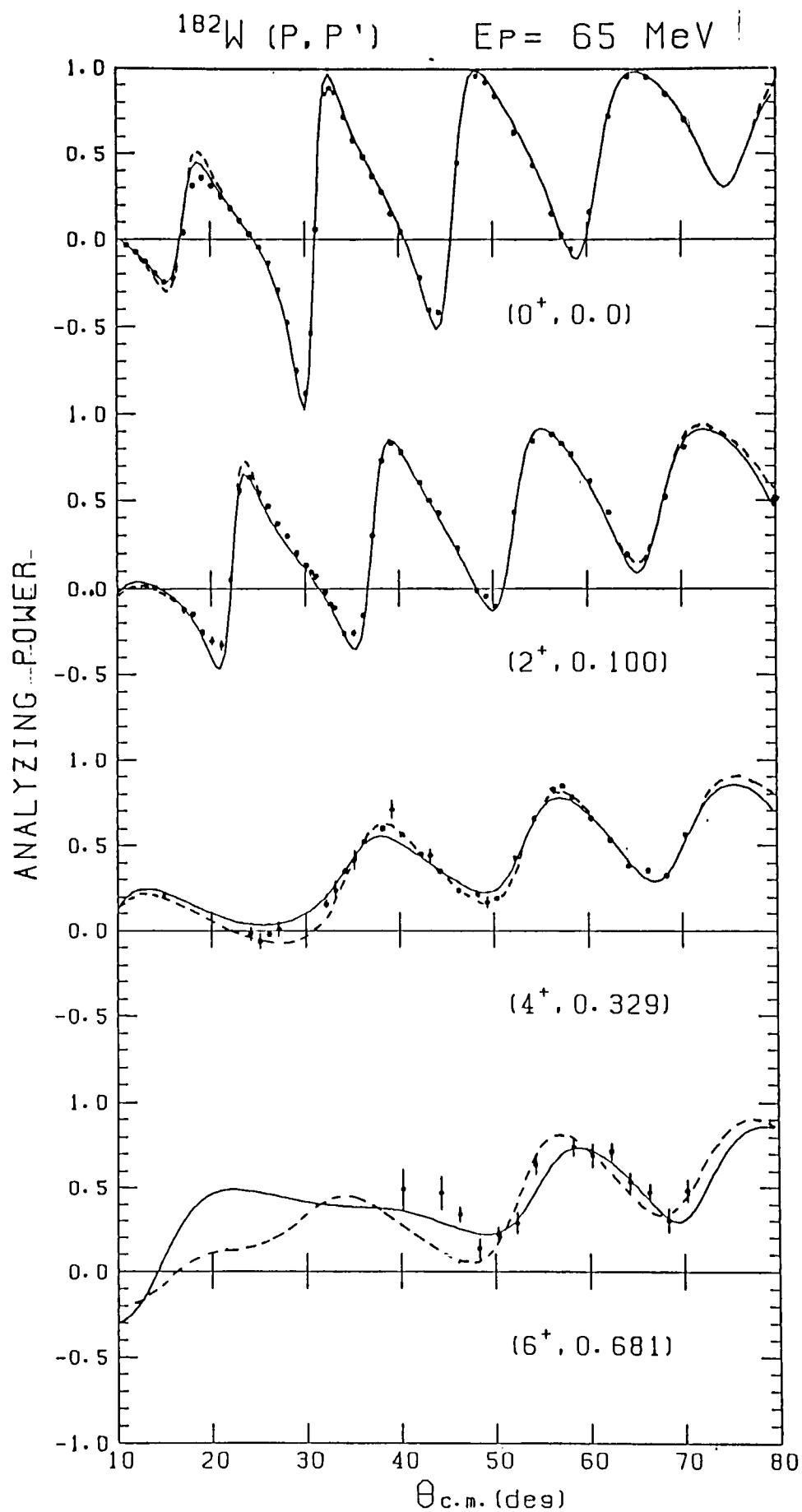


图 2-9 (c) 偏极分解能

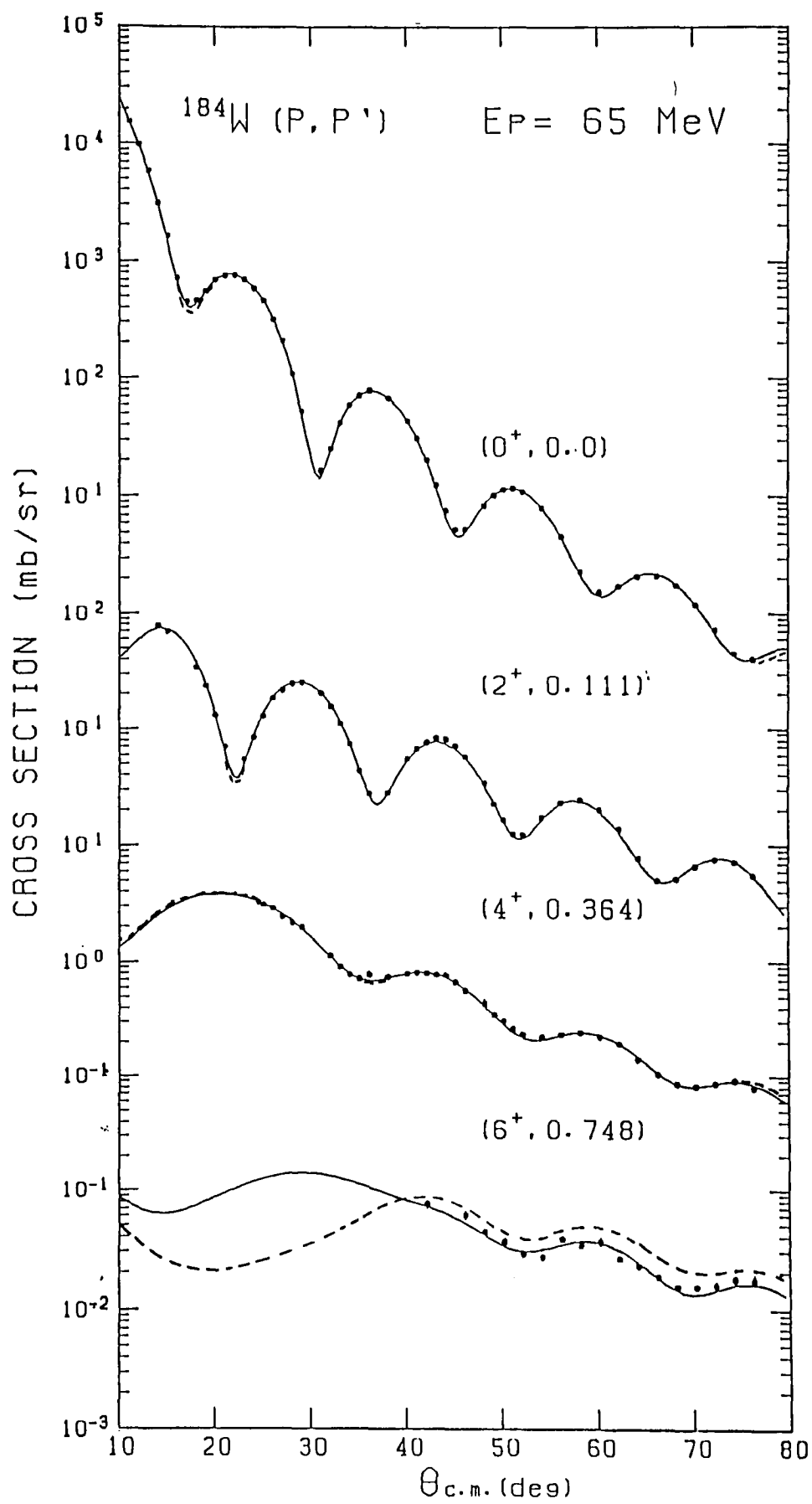


圖2-9 (d) 微分斷面積

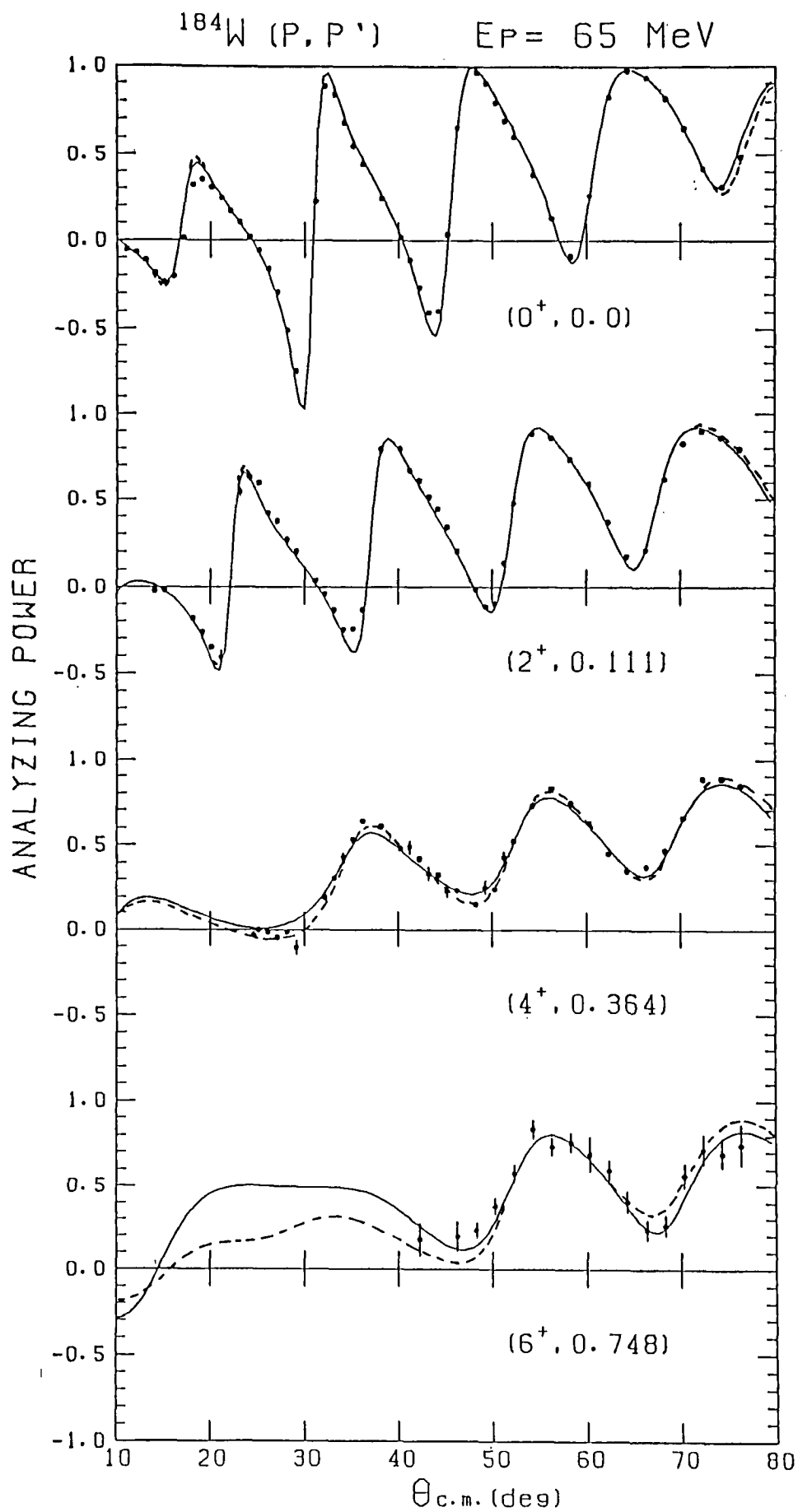
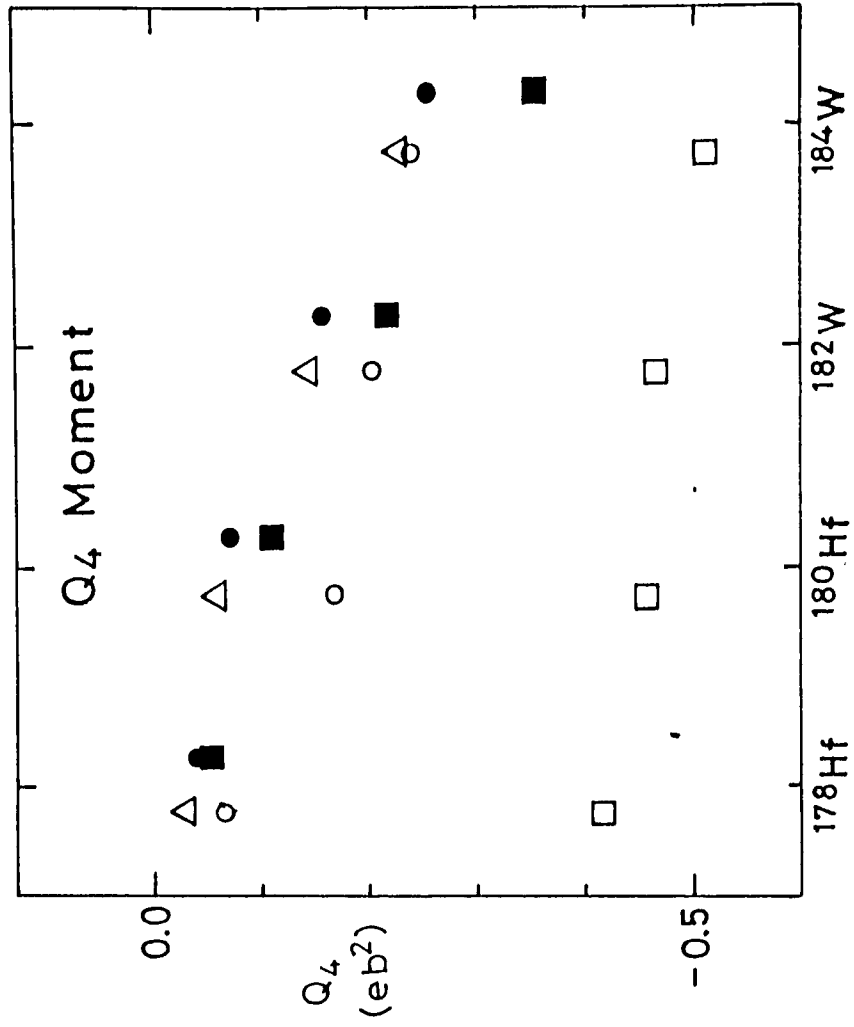
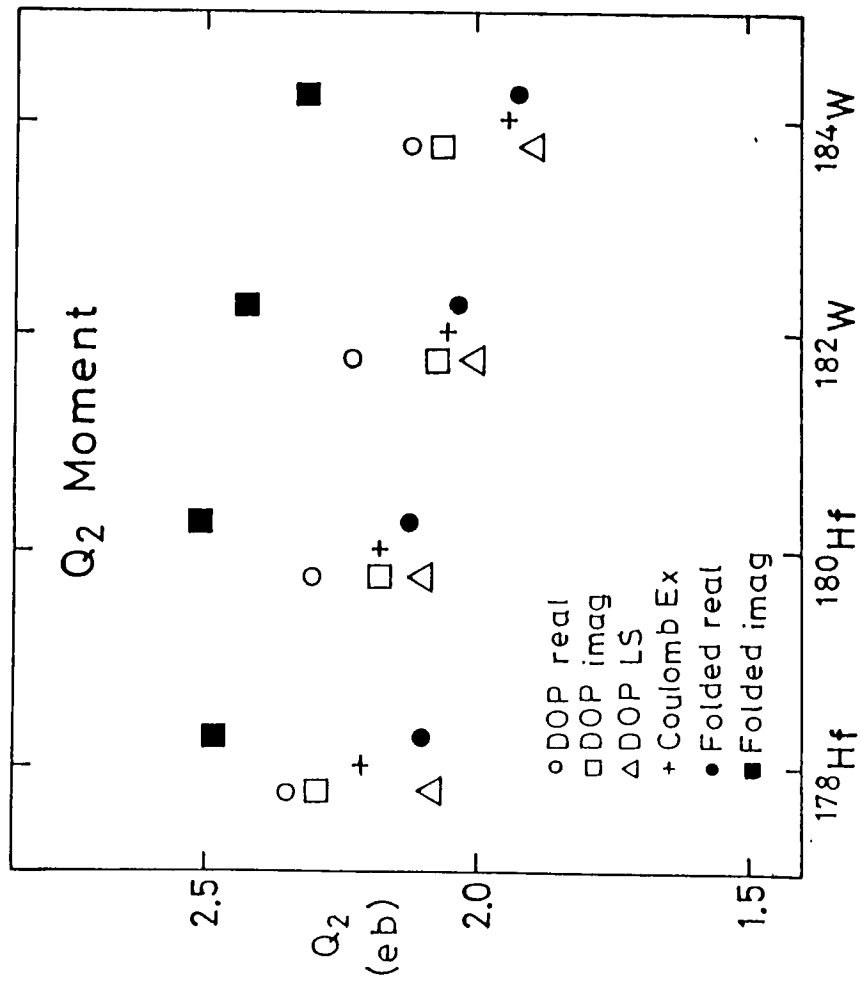


图 2-9 (d). 偏极分解能



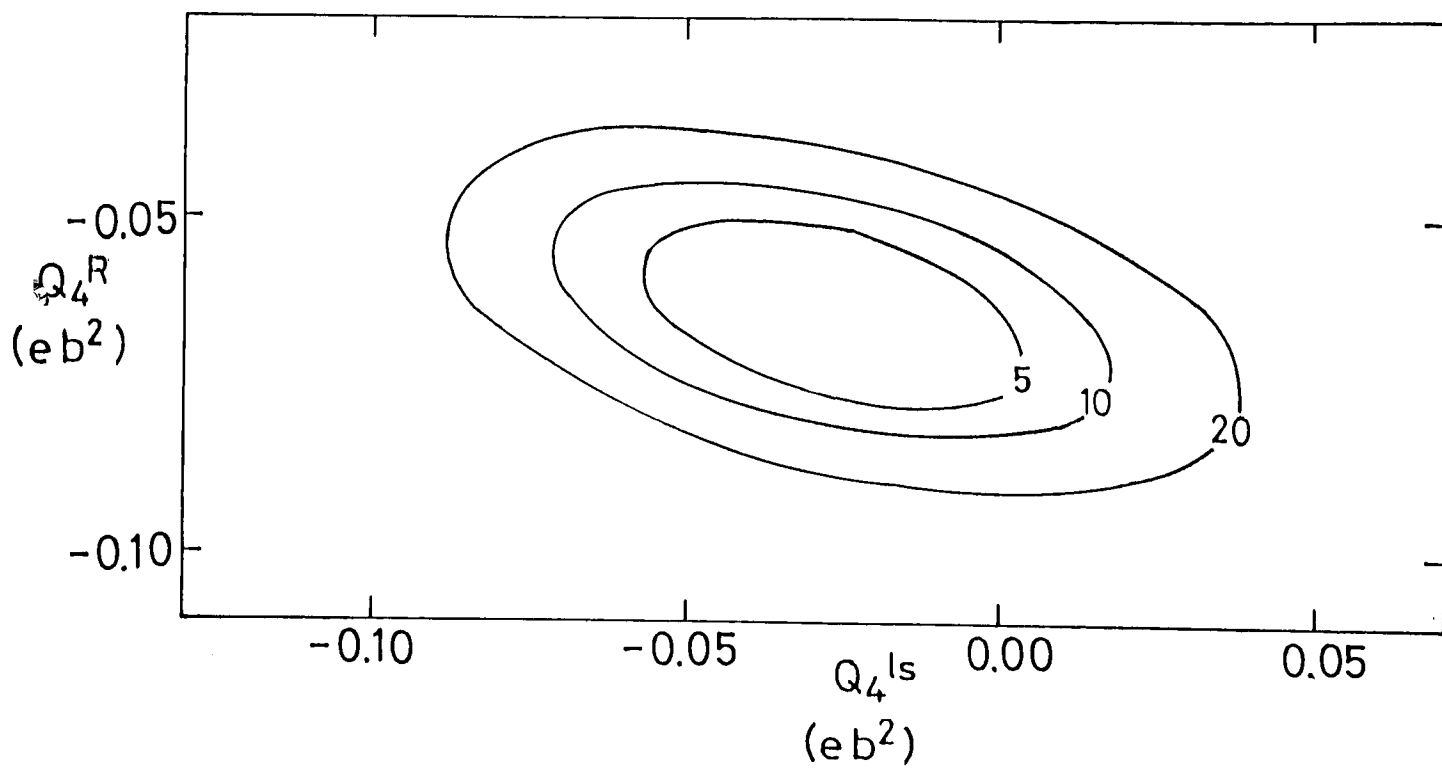
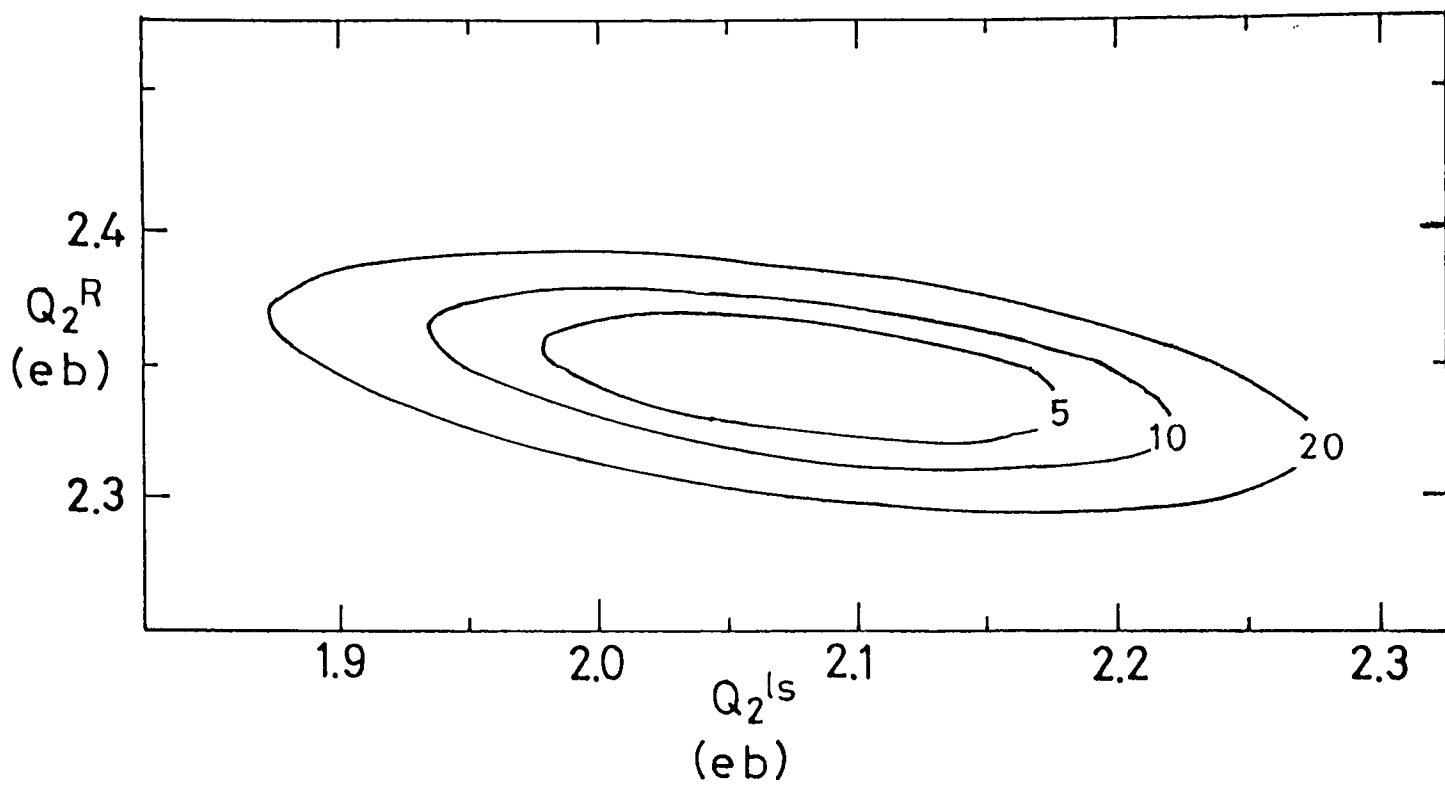
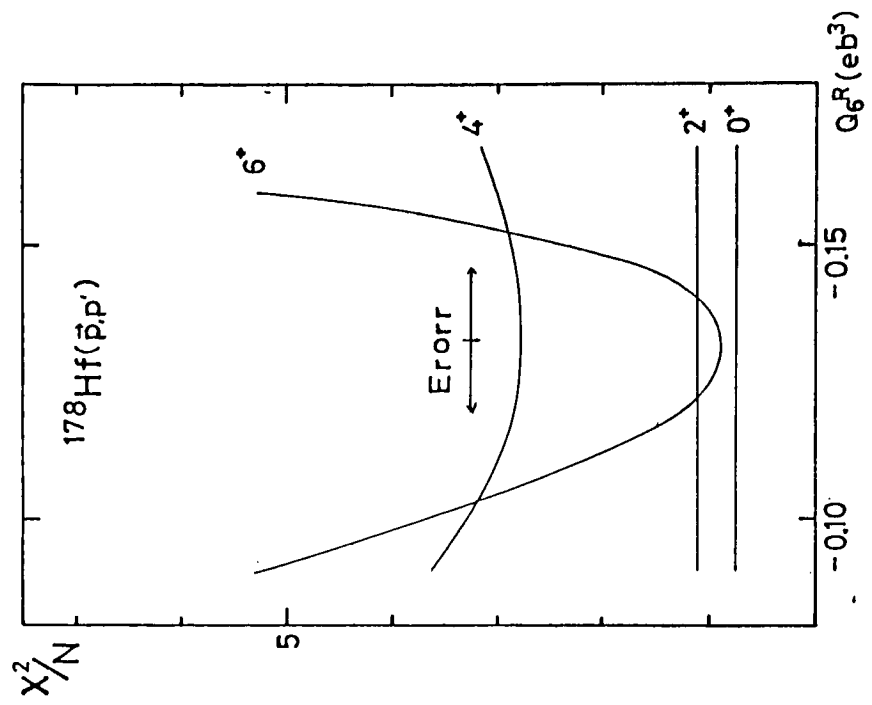
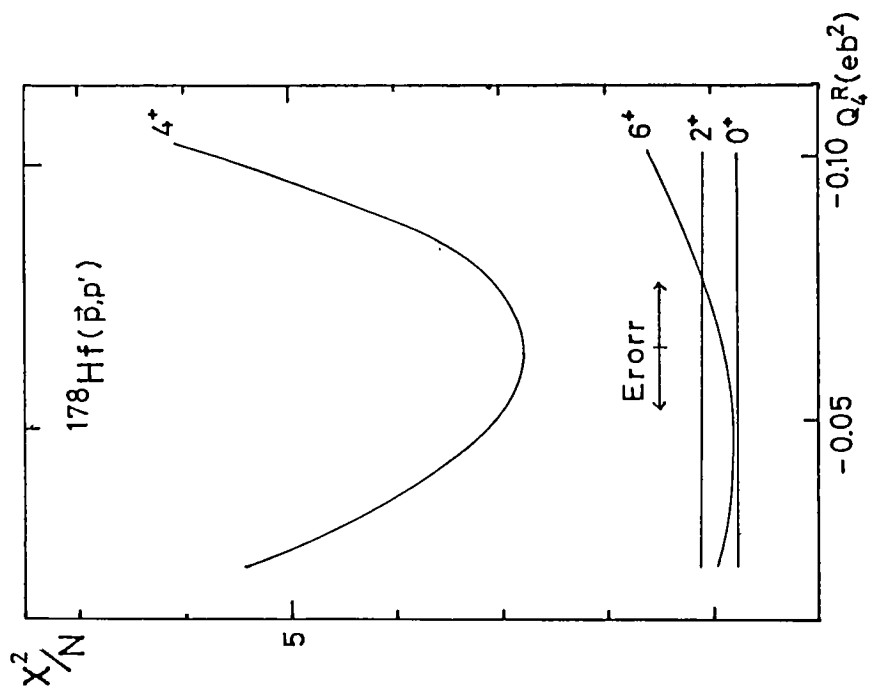
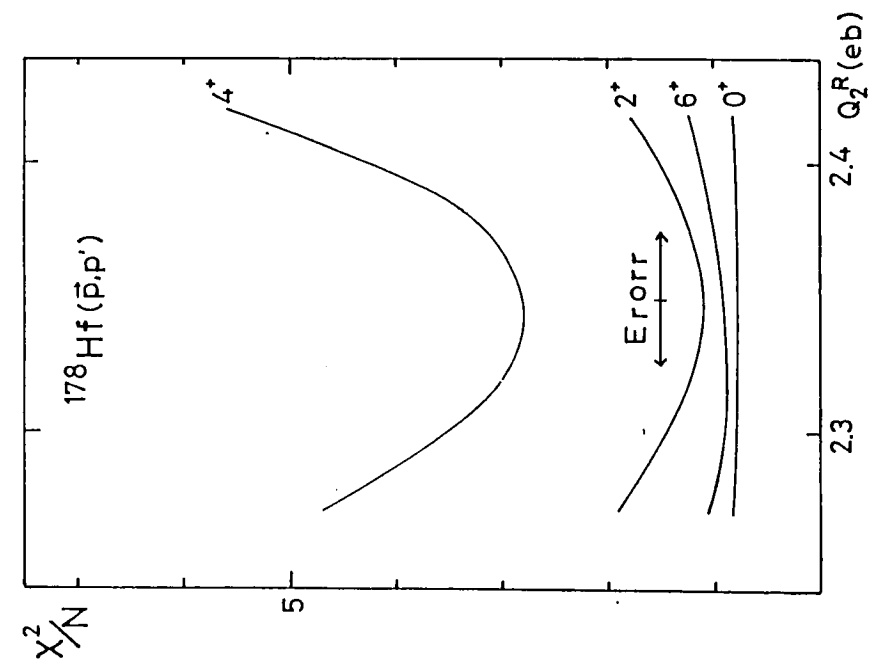
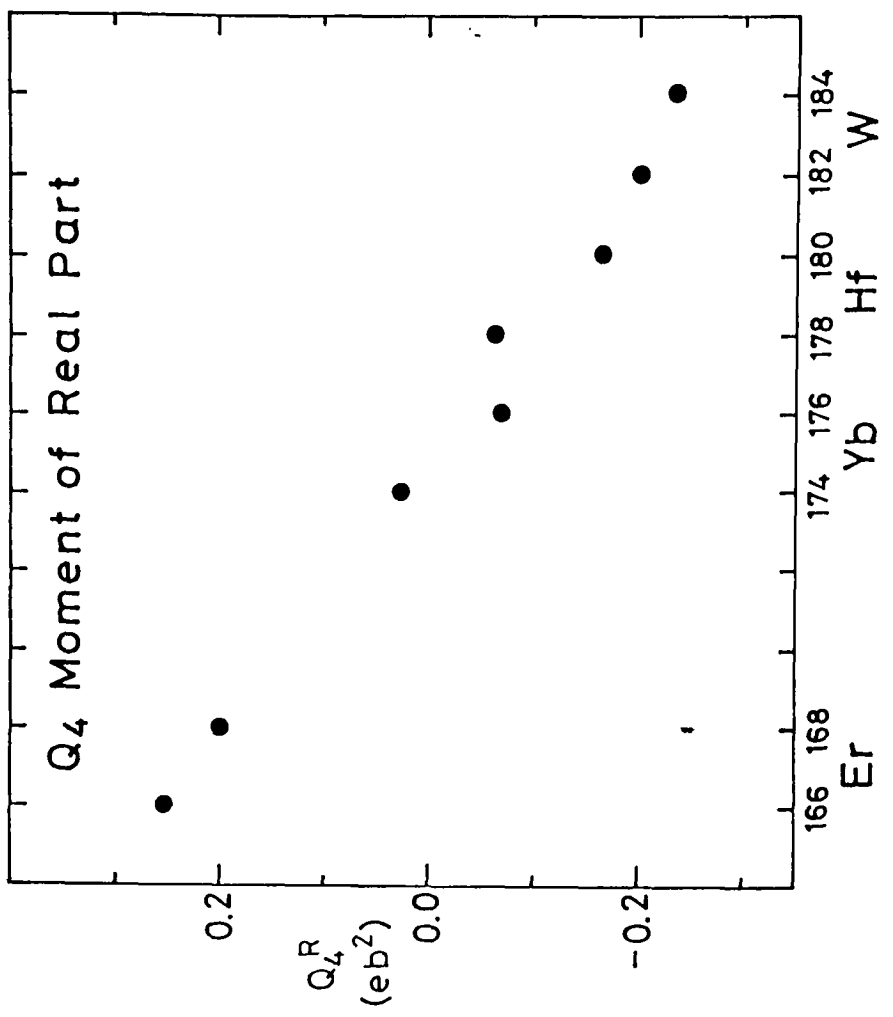
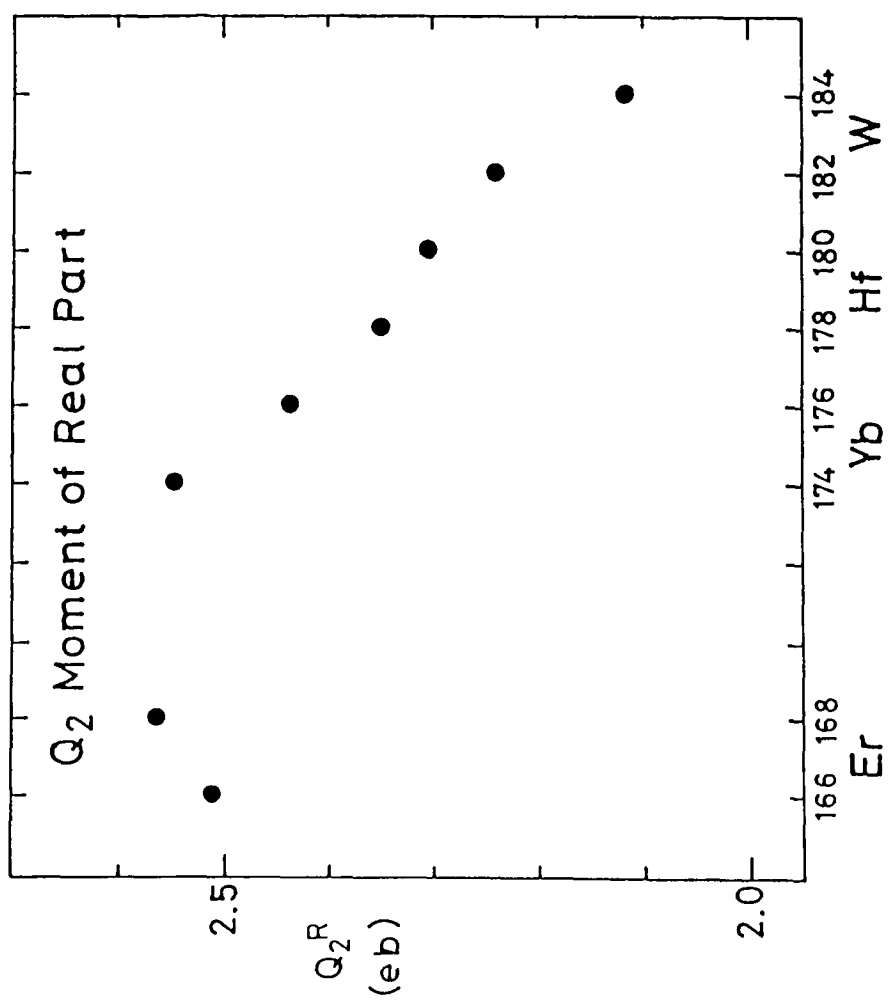
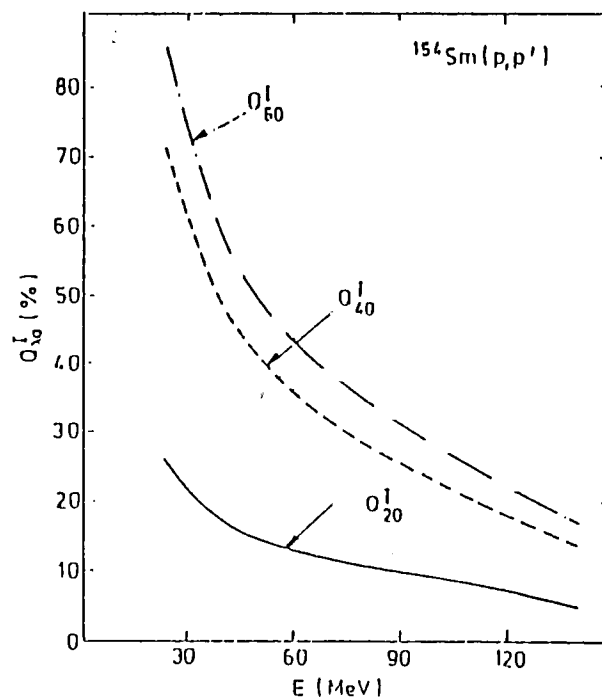
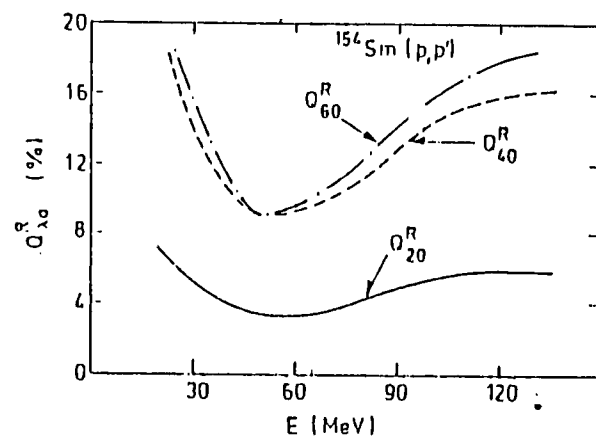


图 3-2







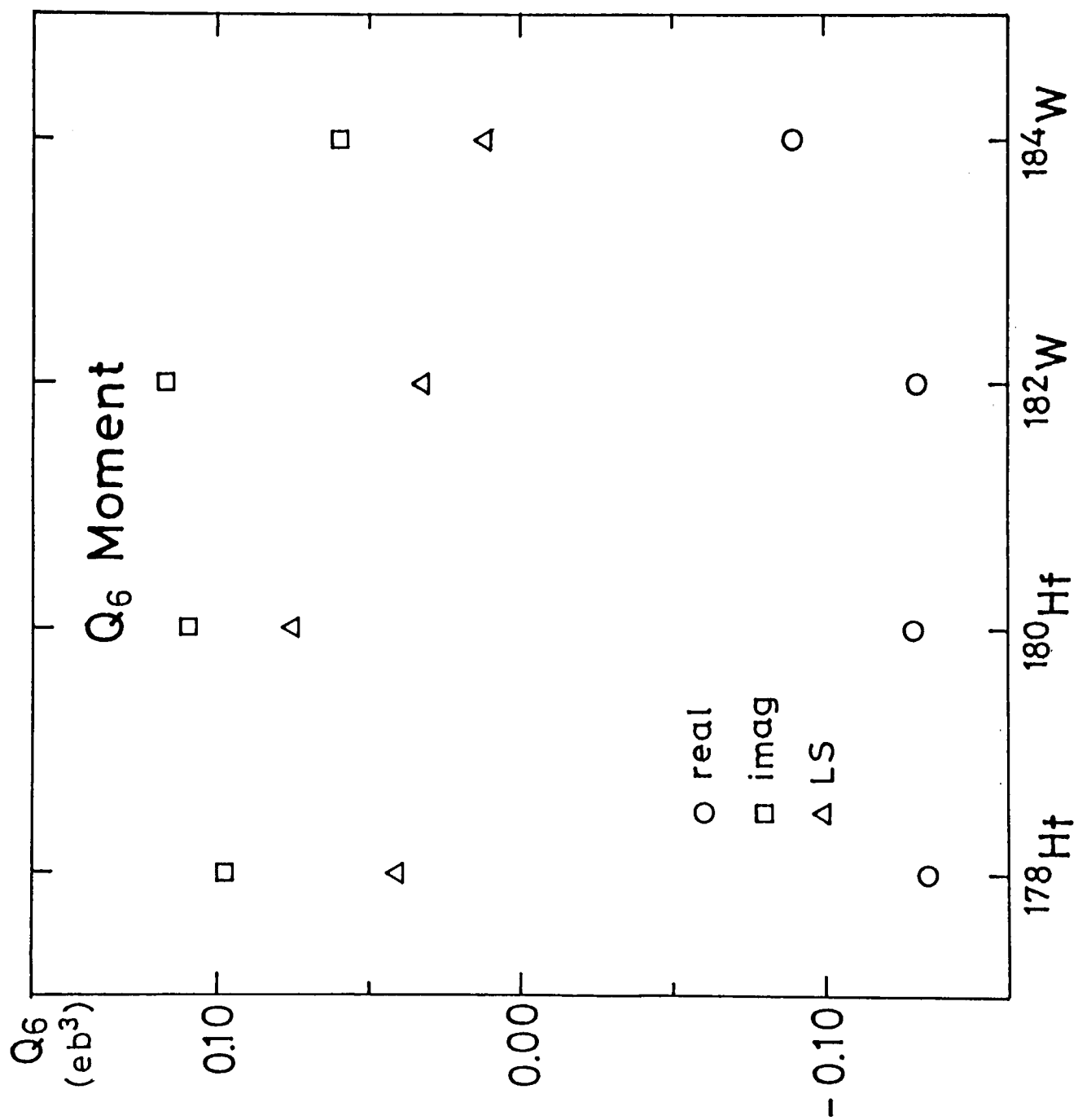


图 4-2

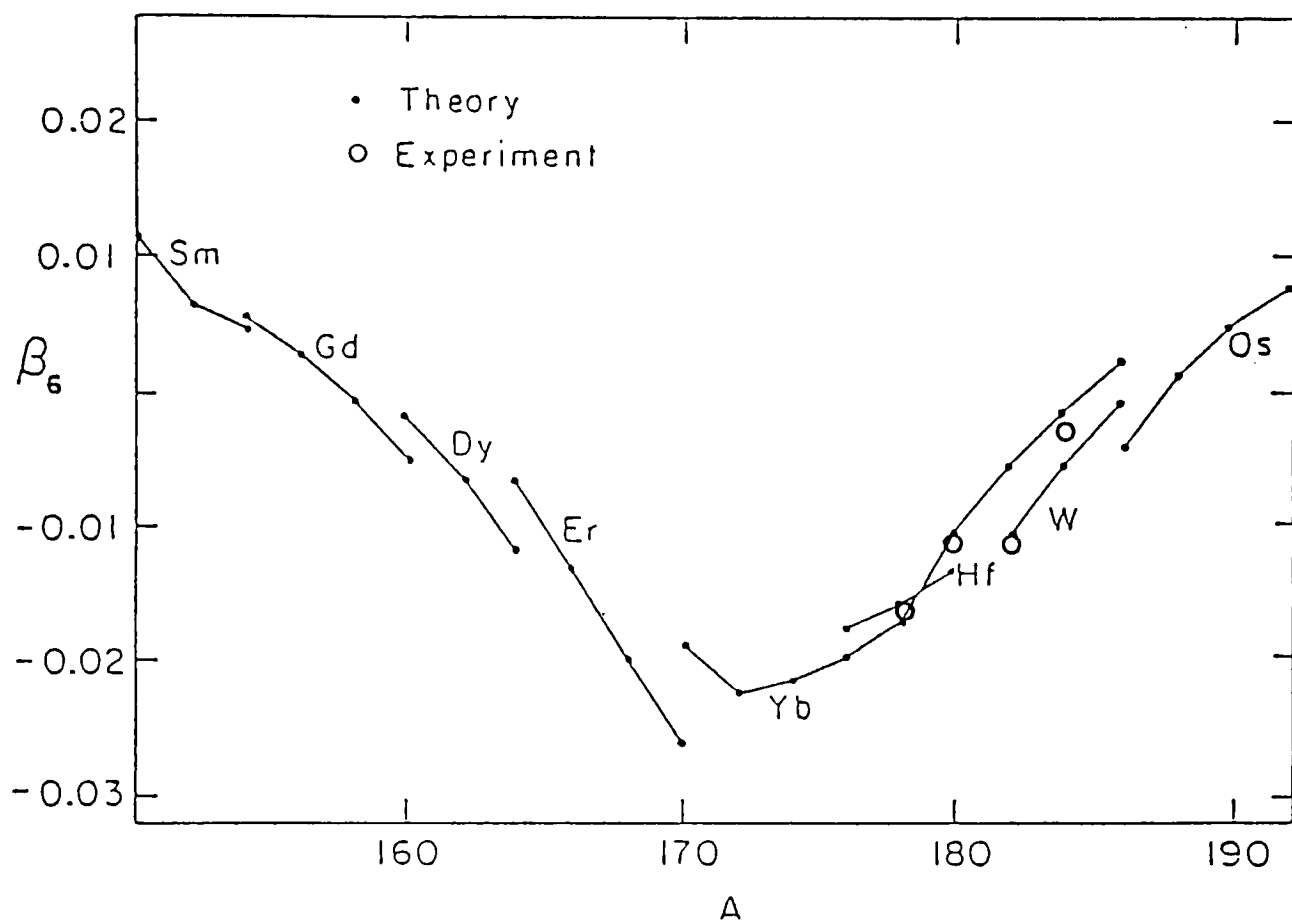


图 4-3

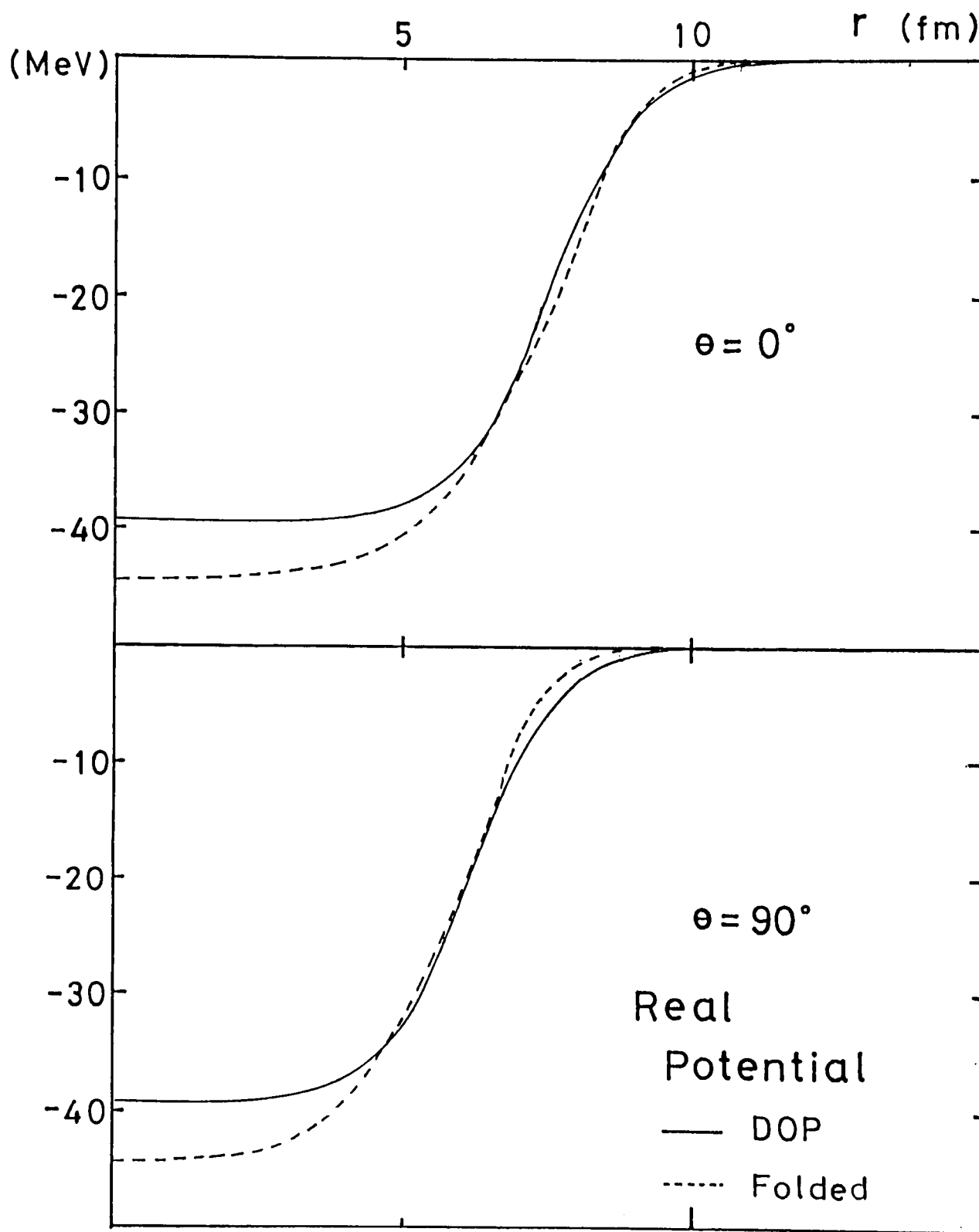


图4-4 (a) 实心力部分

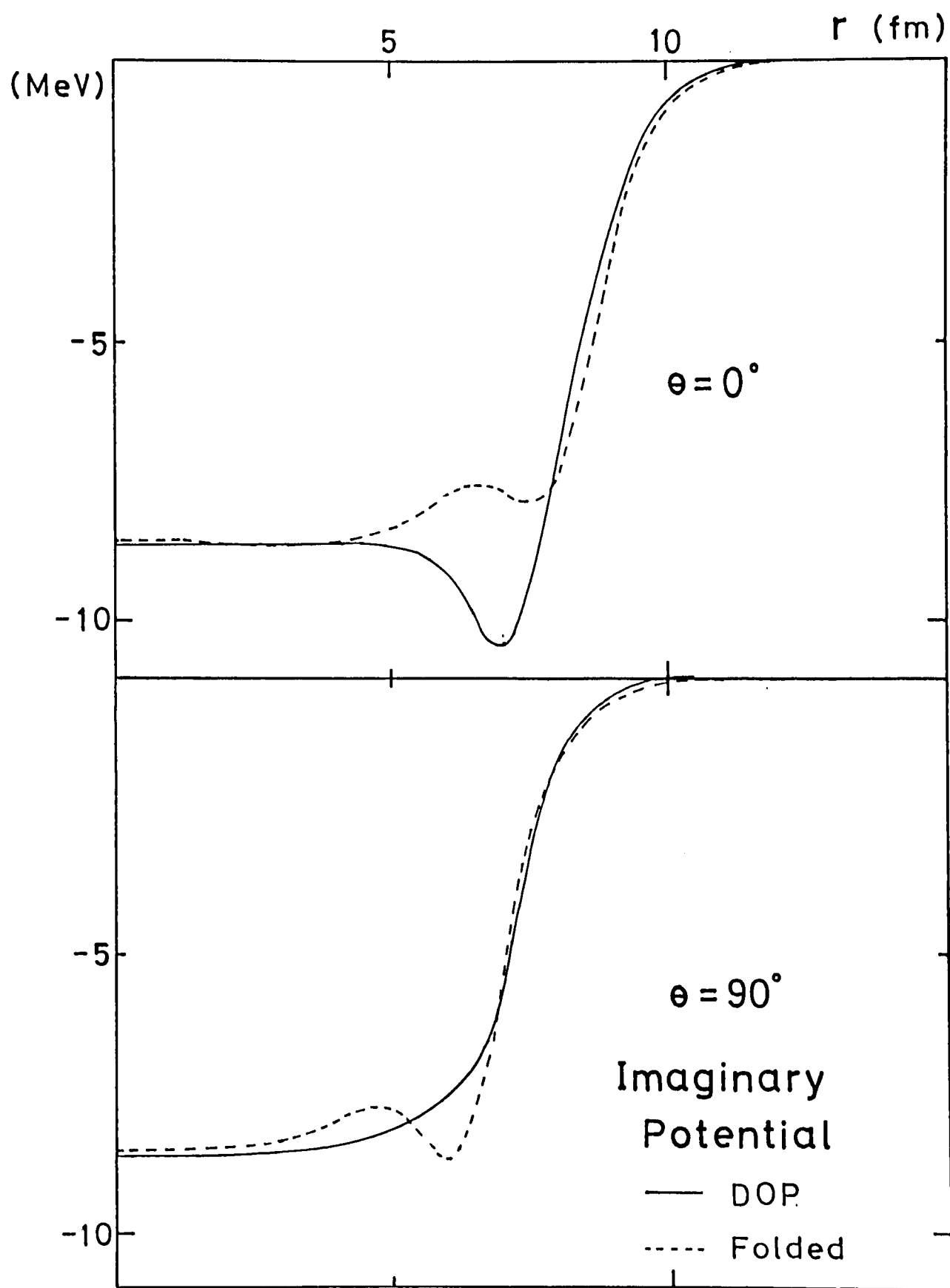


图4-4 (b) 虚数部分

